

TEKNILLINEN KORKEAKOULU
Sähkötekniikan osasto

Tarja Rahikainen

PSEUDOMORFINEN HETEROLIITOSTRANSISTORI

Diplomityö, joka on jätetty opinnäytteenä tarkastettavaksi diplomi-insinöörin tutkintoa varten Espoossa 13.4. 1995



Työn valvoja professori Juha Sinkkonen

Työn ohjaaja DI Kimmo Taskinen

19696

TKK SÄHKÖTEKNIIKAN
OSASTON KIRJASTO
OTAKAARI 5 A
02150 ESPOO

Tekijä:	Tarja Rahikainen	
Työn nimi:	Pseudomorfinen heteroliitostransistori	
Päivämäärä:	12.4.1995	Sivumäärä: 59
Osasto:	Sähkötekniikan osasto	
Professori:	S-69 Elektronifysiikka	
Työn valvoja:	Prof. Juha Sinkkonen	
Työn ohjaaja:	DI Kimmo Taskinen	
<p>Diplomityössä tutkitaan pseudomorfinen heteroliitostransistorin toimintaa. Työssä selvitetään transistorin teoriaa, valmistusta ja karakterisointimittauksia.</p> <p>Pseudomorfinen eli jännityksen vaikutuksen alaisten puolijohdekerrosten teoriaa käydään läpi. Yhtälöt, joiden avulla voidaan arvioida kerroksen kriittistä pak-suutta indiumin mooliosuuden funktiona, esitetään. Lisäksi esitetään yhtälöt, joiden avulla voidaan tarkastella jännityksen vaikutusta InGaAs:n kiellettyyn energiaväliin.</p> <p>Pseudomorfisia InGaAs-kerroksia karakterisoidaan kvanttikaivorakenteiden avulla. Näille rakenteille tehdään fotoluminesenssi- ja fotoreflektanssimittaukset. Näistä mittaustuloksista saatuja kvanttikaivorakenteiden energiatilojen arvoja verrataan teoreettisiin arvoihin.</p> <p>Schottky-liitosta tutkitaan erikseen. Valmistetaan Schottky-diodeja, joissa Schottky-liitos ja ohminen kontakti on tehty erilaisiin puolijohdepintoihin.</p> <p>MODFET-transistoreja, joissa on pseudomorfinen InGaAs-kanava, tutkitaan. Näille transistoreille tehdään DC-mittaukset ja liikkuvuusmittaukset. Mitatut transistorien ominaiskäyrät sovitetaan teoreettiseen malliin, jonka avulla arvioidaan transistorin fysikaalisia parametreja.</p>		
Avainsanat:	GaAs, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, MODFET, pseudomorfit kerrokset	

Author:	Tarja Rahikainen		
Name of the thesis:	Pseudomorphic Heterojunction Transistor		
Date:	12.4.1995	Number of pages: 59	
Faculty:	Electrical Engineering		
Professorship:	S-69 Electron Physics		
Supervisor:	Prof. Juha Sinkkonen		
Instructor:	Kimmo Taskinen		
<p>In this master's thesis pseudomorphic heterojunction transistors are studied. The theory, the processing and the characterization of the transistors are described.</p> <p>The theory of pseudomorphic semiconductor layers is studied. The equations, which describe the critical thickness of these layers as a function of indium mole fraction are introduced. The equations, from which it can be seen how strain effects the energy bandgap of InGaAs are also described.</p> <p>The pseudomorphic semiconductor layers are characterized by studying the quantum well structures. Photoluminescence and photoreflectance measurements are performed to these structures. The energy levels in quantum wells are obtained from these measurements, and they are compared to the theoretical ones.</p> <p>Schottky-junction is studied. Schottky-diodes, where Schottky and ohmic contacts are fabricated to different semiconductor layers, are processed.</p> <p>MODFET-transistors, of which the channel is made from pseudomorphic InGaAs layer, are fabricated. DC-parameters from these transistors are measured. The results are fitted to the DC model, with which the physical parameters are estimated.</p>			
Keywords:	GaAs, In _x Ga _{1-x} As, MODFET, pseudomorphic layers		

Alkulause

Tein diplomityöni Teknillisessä korkeakoulussa Elektronifysiikan laboratoriossa. Työ on jatkoa Elektronifysiikan laboratorion yhdistepuolijohdetutkimukselle. Työ on tehty osittain Valtion Teknillisen Tutkimuskeskuksen (VTT) laitteistolla.

Työn valvoja on prof. Juha Sinkkonen, ja hänelle esitän parhaat kiitokseni mahdollisuudesta toteuttaa työ. Työn ohjaaja on DI Kimmo Taskinen, jota kiitän tutustuttamisesta puolijohteiden maailmaan sekä rakentavista kommentteista ja neuvoista koskien diplomityötäni.

Tekniikan lisensiaatti Esko Siréniä kiitän arvokkaasta käytännön avusta transistorien valmistuksessa, prosessoinnissa ja mittauksissa. Ph.D. Veli-Matti Airaksista ja laboratoriomestari Risto Saloa kiitän lukemattomista neuvoista koskien yhdistepuolijohteiden kasvatusta. Optoelektroniikan laboratorion henkilökuntaa kiitän avusta optisissa mittauksissa. Kiitän Elektronifysiikan laboratorion ja VTT:n puolijohdelaboratorion henkilökuntaa hyvästä yhteistyöstä.

Lopuksi haluan kiittää vanhempiani taloudellisesta ja henkisestä tuesta, jota he ovat antaneet koko opiskeluni ajan.

Otaniemessä 12.4.1995

Tarja Rahikainen

Sisältö

Tiivistelmä	i
Abstract	ii
Alkulause	iii
Sisällysluettelo	iv
Lyhenteet ja merkinnät	vi
1 Johdanto	1
2 Jännitetyt puolijohdekerrokset	3
2.1 Jännityksen syntyminen puolijohdekerroksissa	3
2.2 Dislokaatiot	6
2.3 Jännitettyjen kerrosten kriittinen paksuus	7
2.4 Jännityksen vaikutus puolijohteiden ominaisuuksiin	12
3 InGaAs-kvanttikaivorakenteet ja niiden karakterisointi	15
3.1 InGaAs-kvanttikaivorakenteet	15
3.2 Fotoluminesenssi-mittaus	16
3.3 Fotoreflektanssi-mittaus	23
4 MODFET-transistori	26
4.1 MODFET-transistorin teoria	26
4.1.1 MODFET-transistorin periaate ja energiavyödiagrammi	26
4.1.2 Hilaohjaus	29
4.1.3 DC-karakterisointi	29
4.2 Jännitettyjen kerrosten käyttö MODFET-transistorissa	32
5 Komponenttien prosessointi	33

5.1	Käytetyt prosessijaksot	33
5.2	Schottky-diodien valmistus	35
5.2.1	Schottky-diodien MBE-kasvatus	35
5.2.2	Schottky-diodien prosessointivaiheet	35
5.3	InGaAs-transistorien valmistus	37
5.3.1	Transistorien MBE-kasvatus	37
5.3.2	InGaAs:n etsauskokeet	40
5.3.3	Transistorien prosessointivaiheet	41
6	Mittaukset	42
6.1	Schottky-diodien mittaukset	42
6.2	MODFET-transistorien ominaiskäyrät	44
6.3	Liikkuvuus	50
6.4	Transistorien ominaiskäyrien simulointi	51
7	Yhteenveto	55
	Viitteet	57

Lyhenteet ja merkinnät

a	Hilavakio
a_{taso}	Tasonsuuntainen hilavakio
a_s	Substraatin hilavakio
a_e	Epitaktisen kerroksen hilavakio
a'	Hydrostaattinen kokonaismuodonmuutosenergia
a''_j	Hydrostaattinen muodonmuutosenergia johtavuusvyössä
a''_v	Hydrostaattinen muodonmuutosenergia valenssivyössä
α	Materiaalivakio
b''	Valenssivyön muodonmuutosenergia
$b_{ }$	Tasonsuuntaisen Burgersin vektorin pituus
\mathbf{b}	Burgersin vektori
σ	Jännitys
C	Amplitudivakio
C_M	Materiaalivakio
c_{11}	Verrannollisuuskertoimen
c_{12}	Verrannollisuuskertoimen
C_0	Kapasitanssi
d	Keskimääräinen etäisyys dislokaatioiden välillä
d_d	Seostetun $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$:n paksuus
d_i	Seostamattoman $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$:n paksuus
δ	Venymä
$\Delta(x)$	Spin-rata vuorovaikutuksen aiheuttama energianmuutos
Δd	Heteroliitosrajapinnan ja 2DEG elektronikaasun välinen etäisyys
ΔE_c	Energiavyön epäjatkuvuus
ΔE_{F2}	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$:n johtavuusvyön ja Fermi-tason ero
ΔE_{F0}	Fermi-energia tasapainotilassa
ΔE_S	Energianmuutos
ΔE_H	Energianmuutos
ϵ_1	GaAs :n permittiivisyys
ϵ_2	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$:n permittiivisyys
E_S	Sähkökenttä
E	Kimmokerroin
e	Venymä
\mathcal{E}_F	Fermitaso
\mathcal{E}_H	Epikerroksen muodonmuutosenergia
\mathcal{E}_I	Kokonaispintaenergia

\mathcal{E}_g	Kielletty energiaväli
\mathcal{E}_{F0}	Fermi-taso varauksen n_{s0} nollassa
\mathcal{E}_{F2}	Fermi-tason ja johtavuusvyön välinen energia
\mathcal{E}_j	Kvanttikaivon energiatila
$\mathcal{E}_{gAlGaAs}$	$Al_xGa_{1-x}As$:n kielletty energiaväli
$\mathcal{E}_{gInGaAs}$	$In_yGa_{1-y}As$:n kielletty energiaväli
\mathcal{E}_g^0	$In_yGa_{1-y}As$:n jännityksetön kielletty energiaväli
η	Diodin ideaalisuuskerroin
f	Hilaepäsovitusta
f_T	Yksikkövirtavahvistuksen rajataajuus
F_σ	Hilaepäsovitusta aiheuttama voima dislokaatioihin
F_T	Dislokaatioihin vaikuttava venyttävä vastavoima
ν	Poissonin luku
ϕ	Kulma
θ	Vaihekerroin
Φ_b	Schottky-vallin korkeus
Φ_i	Aaltofunktion amplitudi
G	Liukkerroin
Γ	Leviämisparametri
Γ_8	Valenssivyön maksimi
Γ_6	Johtavuusvyön minimi
g_m	Transkonduktanssi
g_m^{\max}	Maksimitranskonduktanssi
g_{me}^{\max}	Ulkoinen maksimitranskonduktanssi
h_e	Epikerroksen paksuus
h_s	Substraatin paksuus
h_c	Kriittinen paksuus
\hbar	Planckin vakio
i	Imaginaariyksikkö
I_d	Diodin virta
I_s	Diodin kyllästysvirta
I_{ds}	Nieluvirta
I_{dss}	Kyllästysnielu-lähdevirta
k	Boltzmannin vakio
KPE	Kaasu Plasma Etseri
L	Dislokaatioviivan suunta
L	HEMT:n hilan pituus
L_w	Kvanttikaivon paksuus
λ	Valenssivyön maksimikohta

$\bar{\lambda}$	Valenssivyön energianmuutos
μ	Elektronin liikkuvuus
m^*	Efektiivinen massa
MODFET	Modulation Doped Field Effect Transistor
n	Kriittinen piste
n_j	Elektronikonsentraatio
n_s	Elektronien pintakonsentraatio
N_d	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$:n seostustiheys
N_C	Johtavuusvyön tilatiheys
n_{s0}	Kyllästynyt elektronien pintakonsentraatio
n_{sT}	Elektronien pintakonsentraatio kynnysjännitteellä
P	Paine
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition
PL	Photoluminescence
PR	Photoreflectance
q	Alkeisvaraus
Q_e	Suhdeluku
r_1	Sovitusparametri
r_2	Sovitusparametri
R	Heijastuskerroin
ΔR	Heijastuskertoimen muutos
r_{ds}	Ulostuloresistanssi
R_s	Sarjavastus
R_c	Ominaiskontaktivastus
r_c	Erityinen kontaktivastus
ρ	Kulma
$\rho(x)$	Varaustiheys
RHEED	Reflection High Energy Electron Diffraction
RIE	Reaktiivinen Ionietseri
S	Sovitusparametri
T	Lämpötila
V	Jännite
$V(x)$	Kanavan potentiaali
v_s	Elektronin kyllästymisnopeus
V_0	Potentiaalivallin korkeus
V_{ds}	Lähde-nielujännite
V_{dss}	Kyllästymislähde-nielujännite
V_{f2}	Käännepistehilajännite, sovituspametri
V_{gs}	Hilajännite

V_{th}	Kynnysjännite
ΔV_2	Potentiaaliero
W	Kanavan leveys
x	Mooliosuus

1 Johdanto

Heteroliitostransistorit ovat tulevaisuuden transistoria. Niillä on erinomaiset suoritusominaisuudet. Erityisesti milli- ja mikrometriaaltoalueen komponenttien tarve on edistänyt heteroliitostransistorien kehitystä. Taajuusalueet, joilla MODFET-transistoria (*Modulation Doped Field Effect Transistor*) luotettavasti käytetään, ovat yli 100 GHz. Jatkuvasti etsitään uusia materiaalityyppejä, joilla saataisiin parempia suoritusarvoja komponenteille.

Perinteisin MODFET-transistori on AlGaAs-GaAs-yhdistelmään perustuva. Siinä kielletyltä energiaväliltään suurempi AlGaAs-kerros kasvatetaan GaAs:n päälle. Liitoskohtaan muodostuu energiavyön epäjatkuvuuskohta, jota voidaan pitää MODFET-transistorin tärkeimpänä suunnitteluparametrina. Tämä epäjatkuvuus mahdollistaa sen, että seostusatomit voidaan erottaa varauksenkuljettajista. AlGaAs-kerros on seostettu voimakkaasti ja GaAs-kerros on seostamaton. Hilaohjauksella voidaan seostettu AlGaAs-kerros tyhjentää lähes täydellisesti ja elektronit ajautuvat GaAs-kaivoon. GaAs-kaivossa varauksenkuljettajien liikkuvuus on paljon suurempi, koska kaivossa ei tapahdu epäpuhtaussirontaa.

Energiavälin epäjatkuvuutta voidaan lisätä käyttämällä erilaisia materiaaleja. Tavallisesti GaAs-kaivo korvataan jollakin uudella materiaalilla. Eniten tutkittuja yhdistelmiä ovat InGaAs-kanava GaAs:n tai InP:n päällä. InGaAs:n etuna on, että sillä on pienempi kielletty energiaväli kuin GaAs:lla, mistä seuraa suurempi energian epäjatkuvuus AlGaAs/InGaAs-rajapintaan. Lisäksi InGaAs:lla on suurempi liikkuvuus, joka vielä kasvaa kun indiumin mooliosuutta kasvatetaan. Valitettavasti InGaAs:lla on erisuuruinen hilavakio kuin GaAs:lla, joten sen kasvattaminen esimerkiksi GaAs-substraatille on ongelmallista. Kuitenkin kerroksen ollessa riittävän ohut saadaan siitä tarpeeksi hyvälaatuinen.

Puhutaankin *pseudomorfisista kerroksista*, joissa kaksi eri hilavakion omaavaa materiaalia yhdistetään. Ero hilavakiossa tasoittuu jännityksen kautta. Pseudomorfinen kerros on jännitetyssä tilassa, jossa venymä on verrannollinen substraatin ja pseudomorfinen kerroksen hilavakioiden eroon. Venymä aiheuttaa tietyn jännityksen. Jännittyneen kerroksen muodonmuutosenergia kasvaa pseudomorfinen kerroksen paksuuden mukana. Viimein tämä muodonmuutosenergia on riittävän suuri, jolloin kerros ei enää pysy pseudomorfisena, vaan muodostuu huomattavia kidevirheitä eli dislokaatioita. Tällöin hila-kiderakenne muuttuu niin, että se vaikuttaa oleellisesti sähkönjohtokykyyn. Erilaisia teorioita on kehitetty ennustamaan tämä kriittinen paksuus, jonka jälkeen dislokaatioita muodostuu. On olemassa teorioita, jotka perustuvat dislokaatioihin vaikuttavien voimien mekaaniseen tasapainoon tai dislokaatioiden energiayhtälöihin. Kriittisen paksuuden arvioiminen onkin vaikein asia InGaAs/GaAs-komponenteissa. Asiaa hanka-

loittaa erilaisten teorioiden ja kokeellisten tulosten ristiriitaisuus. Kokeelliset tulokset antavat paljon suurempia kriittisiä paksuuksia kuin teoriat, joka osaltaan osoittaa sen, että asiaan liittyviä mekanismeja - kuten dislokaatioiden muodostumista - ei tunneta kovin hyvin. Lisäksi kriittisen paksuuden on osoitettu riippuvan voimakkaasti kasvatuslämpötilasta. Johtuen kasvatuslaitteiden eroista, jopa laboratoriokohtaisesti, kriittisen paksuuden arvioiminen kokeellisestikin on vaikeaa.

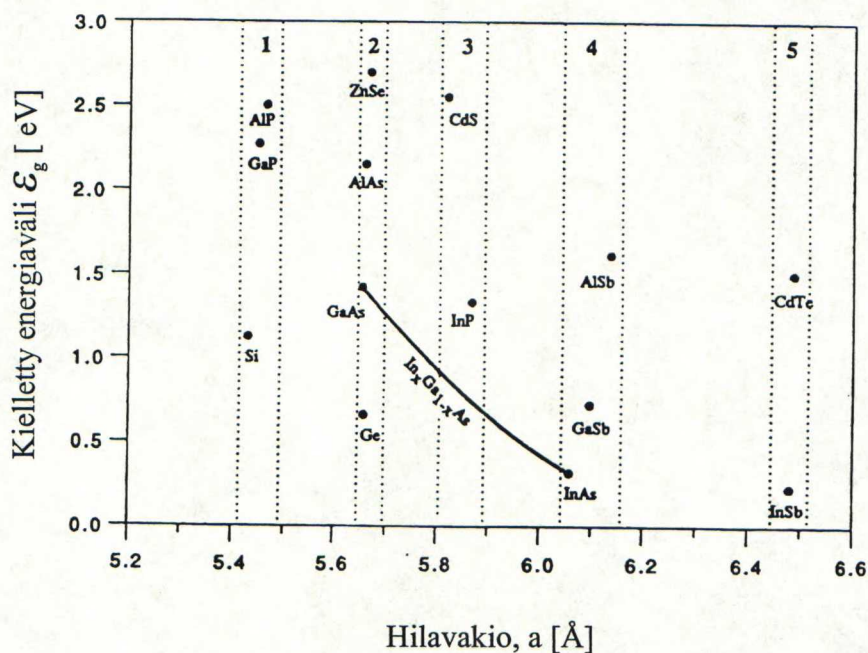
Optiset mittaukset ovat hyvä keino tutkia puolijohdemateriaalin laatua. Fotoluminesenssi ja -reflektanssimittauksia käytetään paljon heteroliitoksien tutkimiseen, ja erityisen herkkiä nämä mittaukset ovat jännitettyjen puolijohdekerrosten hyvyydelle.

InGaAs:n käyttö MODFET-transistorin kanavan materiaalina ei aiheuta muutoksia perinteiseen AlGaAs/GaAs-transistorien valmistusprosessiin. Mahdollinen ero on MESA-rakenteen etsaus, jossa siis joudutaan etsaamaan InGaAs:a. Nielu ja lähde muodostetaan samalla tavalla kuin perinteiseen MODFET-transistoriin. Transistorin tärkein osa, hila, tehdään etsaamalla AlGaAs-kerrokseen tarvittava hilasyvennys.

2 Jännitetyt puolijohdekerrokset

2.1 Jännityksen syntyminen puolijohdekerroksissa

Jännitetyillä puolijohdekerroksilla tarkoitetaan heteroliitosrakenteita, joissa kerrokset koostuvat erilaisista puolijohdemateriaaleista ja kerroksien materiaaleilla on erilainen hilavakio. Kuvassa 2.1 esitetään yleisimmät puolijohdekomponentteihin käytetyt materiaalit ja niiden hilavakiot sekä kielletty energivälit. Yleisemmin käytetyt substraatit ovat GaAs tai InP, joiden päälle kasvatetaan InGaAs:a eri mooliosuuksien arvoilla. Lisäksi muita paljon käytettyjä yhdistelmiä ovat Si/Ge-kerrokset pii-substraatin päälle ja II-VI-alkuaineryhmän yhdistelmät CdTe-substraatille. Tavallisesti ero hilavakioissa on luokkaa 0,1 - 2 % [1].

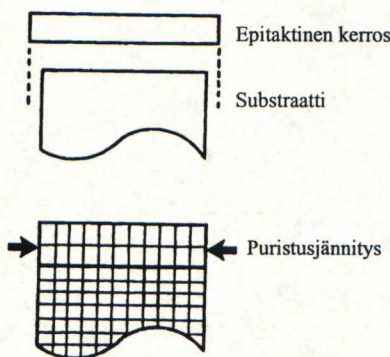


Kuva 2.1: Eri materiaalien hilavakiot ja kielletty energivälit [2].

Näiden uusien materiaalien käytön on mahdollistanut se, että heteroliitosrakenteissa tarvitaan niin ohuita kerroksia, että ero hilavakiossa tasoittuu jännityksen kautta. Näin muodostuu stabiili, pseudomorfinen kerros. Uudet kasvatusmenetelmät kuten MBE (*Molecular Beam Epitaxy*) ja MOVPE (*Metal Organic Vapor Phase Deposition*) ovat mahdollistaneet näiden epitaktisten kerroksien kasvatuksen. Vastakohta hallitulle kerrosten kasvatukselle on, että jännitys purkautuu muodostaen huomattavia dislokaatioita lähinnä epitaktiseen kerrokseen. Nämä dislokaatiot huonontavat materiaalien optisia ja

sähköisiä ominaisuuksia.

Kun substraatilla ja epitaktisella kerroksella on sama hilavakio, niin epitaktisen kerroksen atomien on helppo asettua substraatin atomien paikalle ilman, että kiderakenne muuttuu. Jos kasvatettavan epikerroksen hilavakio on suurempi kuin substraatin hilavakio, niin epikerrokseen muodostuu puristusjännitys tason suunnassa [1], [3]. Tämä puristusjännitys aiheuttaa venymän kasvusuuntaan. Jos substraatin kidesuunta on (001), niin venymä syntyy siis (001) suuntaan. Näin tapahtuu esimerkiksi, jos InGaAs:a kasvatetaan GaAs-substraatille (Kuva 2.2).



Kuva 2.2: Puristava jännitys ja sen vaikutus epitaktisen kerroksen hilavakioon [1].

Vaihtoehtoisesti voi tapahtua, että epikerrokseen muodostuu tasonsuuntainen vetojännitys, joka aiheuttaa kiderakenteen pientymisen kasvusuunnassa. Puristusjännityksen alainen, uusi tasonsuuntainen hilavakio saadaan kaavasta

$$a_{\text{taso}} = \frac{a_e h_e + a_s h_s}{h_e + h_s}, \quad (2.1)$$

missä a_e on epikerroksen hilavakio, a_s on substraatin hilavakio, h_e on epikerroksen paksuus ja h_s on substraatin paksuus. Tavallisin tilanne epitaktisessa kasvatuksessa on, että $h_s \gg h_e$, joten

$$a_{\text{taso}} = a_s. \quad (2.2)$$

Tällaisessa yksinkertaisessa tapauksessa, jossa substraatin päällä on yksi, ohut epitaktinen kerros voidaan kimmo-opin mukaan kirjoittaa venymän e ja jännityksen σ väliselle yhteydelle

$$e_x = \frac{\sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z)}{E}, \quad (2.3)$$

$$e_y = \frac{\sigma_y - \nu(\sigma_x + \sigma_z)}{E}, \quad (2.4)$$

$$e_z = \frac{\sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y)}{E}, \quad (2.5)$$

missä E on kimmokerroin. Kimmokerroin E on jännityksen ja venymän välinen verrannollisuuskerroin. ν on Poissonin luku eli suppeumakerroin, joka kuvaa voiman suunnassa tapahtuvan venymän ja poikkileikkausmittojen lyhenemisen eli suppeuman välistä yhteyttä [4]. Jos kerros on vapaa laajentumaan tasoa vastaan kohtisuoraan, niin $\sigma_z=0$, ja jos kiderakenne oli alunperin kuutiomainen, niin $e_x = e_y = e_n$ ja $\sigma_y = \sigma_x = \sigma_n$. Yhtälöistä (2.3) tai (2.4) voidaan määrätä tasonsuuntainen jännitys tasonsuuntaisen venymän avulla

$$\sigma_n = \frac{Ee_n}{1 - \nu}. \quad (2.6)$$

Tasonsuuntainen venymä e_n on hilaepäsovituksen (*misfit*) suuruinen, kun dislokaatioita ei ole muodostunut. Tämä hilaepäsovitusta saadaan

$$e_n = f = \frac{a_s - a_e}{a_e}. \quad (2.7)$$

Kimmo-opin mukaan voidaan kimmokertoimen E ja Poissonin luvun ν avulla määritellä suure liukukerroin G (leikkausjännityksen ja liukukulman välinen suhde [4])

$$G = \frac{E}{2(1 + \nu)}. \quad (2.8)$$

Yhtälön (2.8) avulla saadaan yhtälö (2.6) muotoon

$$\sigma_n = 2G \frac{1 + \nu}{1 - \nu} e_n. \quad (2.9)$$

Tasoa vastaan kohtisuoralle venymälle saadaan yhtälöstä (2.5)

$$e_z = \frac{-2\nu}{1 - \nu} \cdot e_n. \quad (2.10)$$

Toinen tapa on kirjoittaa jännityksen ja venymän suhde matriisimuodossa elastisten vakioiden (kimmokertoimien) avulla [1]

$$\begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \sigma_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \\ e_z \end{bmatrix}. \quad (2.11)$$

Symmetrian takia diagonaaliset termit ovat kaikki c_{11} :sia ja ei-diagonaaliset termit c_{12} :sia. Tästä voidaan ratkaista

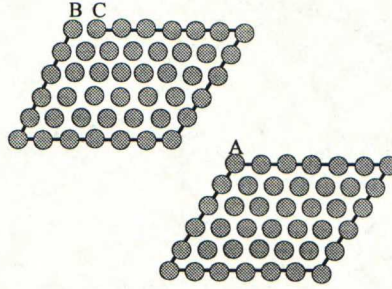
$$e_z = \frac{-2c_{12}}{c_{11}} e_n. \quad (2.12)$$

Verrattaessa yhtälöä (2.12) yhtälöön (2.10) saadaan Poissonin luvulle ν määritelmä

$$\nu = \frac{c_{12}}{c_{11} + c_{12}}. \quad (2.13)$$

2.2 Dislokaatiot

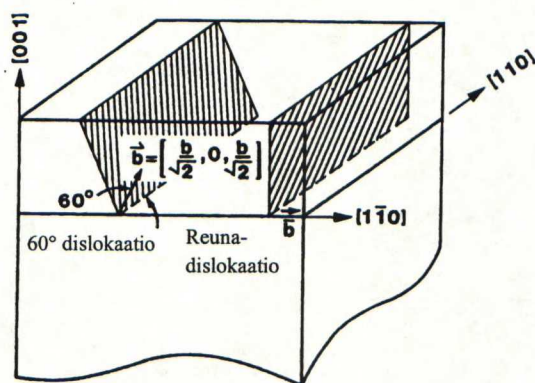
Dislokaatio on atomin kiderakenteessa viivamainen virhe. Dislokaatiota voidaan kuvata sen viivan suunnalla \mathbf{L} ja Burgersin vektorilla \mathbf{b} [1]. Burgersin vektori saadaan kiertämällä dislokaation ympäri reittiä, joka muodostaisi suljetun käyrän täydellisessä kiteessä. Burgersin vektori osoittaa kuinka paljon reitti jää auki (Kuva 2.3).



Kuva 2.3: Burgersin vektorin määritelmä.

Jos \mathbf{L} ja \mathbf{b} ovat samansuuntaisia, kyseessä on ruuvimainen dislokaatio. Jos ne ovat kohtisuorassa toisiaan vastaan, niin dislokaation sanotaan olevan reunamaista tyyppiä. Kaikki muut dislokaatiot ovat sekalaista tyyppiä (*mixed*). Dislokaatiot voivat liikkua tiettyjä pintoja pitkin, joita sanotaan liukupinnoiksi. Jos dislokaation Burgersin vektori sijaitsee liukupinnalla, niin se liikkuu liukumalla. Burgersin vektorin ollessa liukupinnan ulkopuolella dislokaatio liikkuu kiipeämällä.

MBE:lla GaAs (001)-substraatille kasvatetuilla InGaAs-kerroksilla on havaittu lähinnä kahta dislokaatiotyyppiä [2]. Tavallisin on niin sanottu 60° sekadislokaatio. Tämän dislokaation Burgersin vektori on 60°:teen kulmassa dislokaatioviivan kanssa. Jos substraatin taso on (001), dislokaatioviivat muodostuvat tason {111} ja pinnan (001) leikkauskohtaan ja ne sijaitsevat $\langle 110 \rangle$ -suunnassa. Toinen dislokaatio on puhtaasti reunatyyppiä, jonka Burgersin vektori on kohtisuorassa dislokaatioviivan kanssa (Kuva 2.4). Sekadislokaatiot vapauttavat hilaepäsovitukselta vain 50 %, kun reunadislokaatiot sovitavat sen 100 %. On kuitenkin osoitettu, että suurin osa dislokaatioista on sekatyyppejä [2].



Kuva 2.4: Yleisimmät dislokaatiotyyppit [1].

Heteroliitoksissa esiintyvien dislokaatioiden lähde voi olla GaAs-substraatissa olevat langamaiset dislokaatiot. Toinen vaihtoehto on dislokaatioiden kiteytyminen, joka ei siis vaadi syntyäkseen olemassa olevia dislokaatioita. Dislokaation kiteytyminen voi tapahtua siten, että se muodostaa silmukan epitaktisen kerroksen sisällä, silmukan epitaktisen kerroksen ja substraatin liitoksen kanssa tai puolisolmukan vapaan epitaktisen kerroksen pinnan kanssa. Nämä kolme silmukkatyyppiä voivat laajentua siten, että ne lopulta muodostavat dislokaatioviivan epitaktisen kerroksen läpi. Tästä dislokaatioviiva voi edelleen pidentyä siten, että dislokaatiot vaikuttavat toisiinsa ja niiden energia muuttuu [1].

2.3 Jännitettyjen kerrosten kriittinen paksuus

Koska dislokaatioiden muodostuminen vaatii energiaa, on oletettavissa, että epitaktisilla kerroksilla on jokin paksuus, jonka jälkeen dislokaatioiden muodostuminen lisääntyy huomattavasti. Puhutaankin kriittisestä paksuudesta h_c . Jos epitaktisen kerroksen paksuus ylittää tämän kriittisen paksuuden, hilaepäsovituksen aiheuttama jännitys

purkautuu dislokaatioiden muodostumisen kautta. Yhtälö (2.7) muuttuu ja venymälle voidaan kirjoittaa

$$f = e + \delta, \quad (2.14)$$

missä e kuvaa nyt elastista, koherenttia venymää ja δ sitä venymää, joka sovittuu dislokaatioiden avulla. Tälle venymän osalle voidaan kirjoittaa

$$\delta = \frac{b_{||}}{d}, \quad (2.15)$$

missä $b_{||}$ on tasonsuuntainen Burgersin vektorin pituus ja d on keskimääräinen etäisyys dislokaatioiden välillä. Jos kerroksen jännitys purkautuu kokonaan dislokaatioiden kautta, niin $e = 0$ ja $f = \delta$ [3].

Tarkastellaan yksinkertaista tilannetta, jossa on yksi ohut epitaktinen kerros substraatin päällä. Epitaktiseen kerrokseen muodostuneen jännityksen energia kasvaa lineaarisesti kerroksen paksuuden mukaan. Jos tämä energia muodostuu riittävän suureksi, niin osa kerroksessa olevasta jännityksestä purkautuu dislokaatioiden kautta.

Ensimmäisiä teorioita, joka kuvasi hilaepäsovituksen mukauttamista elastisen jännityksen avulla oli Van der Merwen teoria. Hän laski dislokaatioverkoston energian ja kokonaisenergian epikerrokselle, jonka hilaepäsovitus on mukautunut osittain sekä jännityksen että dislokaatioiden kautta. Tasapainotilanne syntyy silloin, kun kokonaisenergia on pienimmillään. Tästä voidaan ratkaista kriittinen paksuus, jonka jälkeen epikerroksen kasvu ei enää ole hallittua eli pseudomorfista [5], [6]. Teoria on matemaattisesti kattava, mutta energiayhtälöillä ei ole analyttisiä ratkaisuja. Tarvitaan siis erilaisia approksimaatioita.

Van der Merwen teorian yksinkertaistivat alunperin SiGe/Si-systeemeille People ja Bean [7]. Epikerroksen muodonmuutosenergia pinta-alaa kohti on

$$\mathcal{E}_H = \frac{2G(1+\nu)}{(1-\nu)} (e_n)^2 h, \quad (2.16)$$

missä h on epitaktisen kerroksen paksuus, e_n on yhtälön (2.7) mukainen hilaepäsovitus eli tasonsuuntainen venymä, G on materiaalin liukukerroin ja ν on Poissonin suhde. Pienille venymille ($e_n \leq 4\%$) he approksimoivat keskimääräistä kokonaispintaenergiaa epitaktisen kerroksen ja substraatin välillä

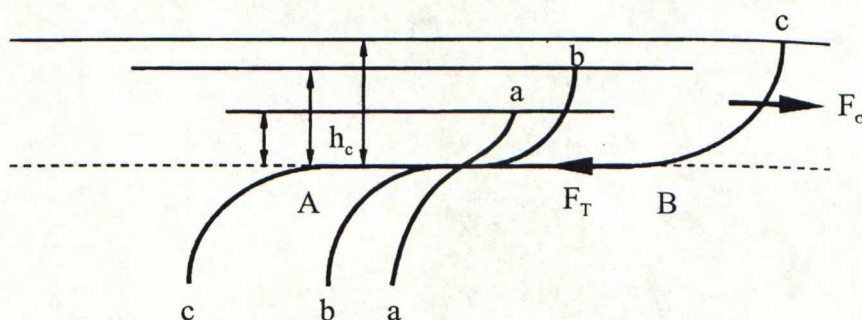
$$\mathcal{E}_I \approx C_M \cdot e_n \left[\frac{Gb}{4\pi^2} \right], \quad (2.17)$$

missä b on Burgersin vektorin pituus ja C_M on materiaalista riippuva vakio. Tämä pintaenergia on siis minimienergia, joka vaaditaan dislokaatioiden syntymiseksi. Energian tasapainoehdon perusteella voidaan kirjoittaa $\mathcal{E}_H = \mathcal{E}_I$, mistä voidaan ratkaista kriittinen paksuus h_c

$$h_c \approx \frac{C}{8\pi^2} \frac{1-\nu}{1+\nu} \frac{a_s}{e_n}. \quad (2.18)$$

Tässä on oletettu, että dislokaatiot ovat reunadislokaatioita, jolloin niiden tasonsuuntainen Burgersin vektori on tasonsuuntaisen hilavakion pituinen eli tavallisessa tapauksessa substraatin hilavakion a_s suuruinen.

Matthews ja Blakeslee [8], [9] kehittivät mallin, jossa käsiteltiin jännityksen purkautuminen mekaanisen tasapainomallin avulla. Jännityksen purkautuminen tapahtuu langamaisen dislokaation kiipeämisenä pitkin venytettyä pintaa. Dislokaatioihin vaikuttaa kaksi voimaa kuvan 2.5 mukaisesti.



Kuva 2.5: Dislokaatioon vaikuttavat voimat [2].

Jännitys, joka on syntynyt hilaepäsovituksen kautta, aiheuttaa dislokaatioihin voiman

$$F_\sigma = 2G \frac{1+\nu}{1-\nu} \cdot e_n b h \cos(\rho), \quad (2.19)$$

missä G on liukukerroin, ν on Poissonin luku, e_n on venymä, joka johtuu hilaepäsovituksesta, b on Burgersin vektori, h on epikerroksen paksuus ja ρ on liukumissuunnan ja suunnan, joka on kohtisuorassa liukupinnan ja substraatin pinnan leikkausviivaa vastaan, välinen kulma.

Dislokaatioihin vaikuttavaa venyttävää vastavoimaa F_T voidaan approksimoida [8], [9]

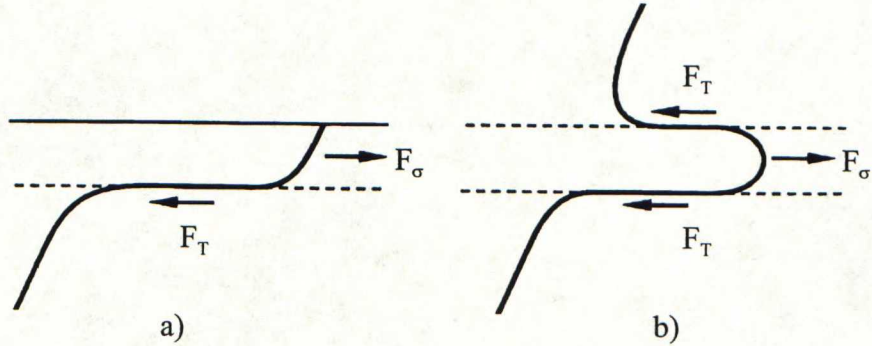
$$F_T = \frac{Gb^2(1 - \nu \cos^2 \theta)}{4\pi(1 - \nu)} \cdot \ln \left(\frac{h}{b} + 1 \right), \quad (2.20)$$

missä θ on kulma dislokaatioviivan ja Burgersin vektorin välillä.

Kriittinen paksuus h_c voidaan ratkaista ehdosta $F_\sigma = F_T$, mikä siis vastaa tilannetta, jonka jälkeen dislokaatiot etenevät (Kuva 2.5). Kriittiselle paksuudelle h_c saadaan lauseke

$$h_c = \frac{b}{8\pi e_n} \frac{(1 - \nu \cos^2 \theta)}{(1 + \nu) \cos \rho} \left[\ln \frac{h_c}{b} + 1 \right]. \quad (2.21)$$

Tämän lankamaisen dislokaation eteneminen heteroliitoksen pintaan saakka on nimeltään "yhden sykkyrän purkautuminen" (*single-kink*). Tämä mekanismi on voimassa vapaissa, päällimmäisissä jännitetyissä kerroksissa. Muissa rakenteissa, joissa jännitetty kerros on haudattu muiden kerrosten alle, dislokaatiot etenevät "kahden sykkyrän purkautuminen" -mekanismin kautta (*double-kink*). Tässä hilaepäsovituksen aiheuttaman venymän takia dislokaatio taipuu kaarevaksi ja täten muodostaa dislokaatioparin, joita erottaa jännitetty kerros (Kuva 2.6). Tasapainoehto on tällöin muotoa $F_\sigma = 2F_T$, minkä takia yhtälö (2.21) muuttuu siten, että kertoimen 8π tilalla on 4π , eli kriittinen paksuus on kaksi kertaa suurempi.

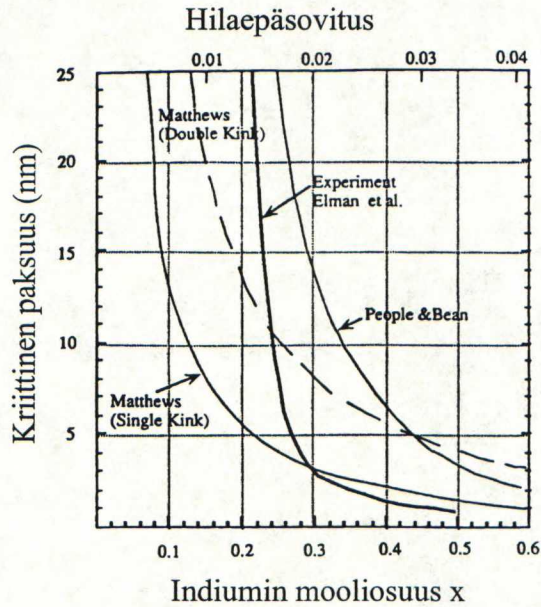


Kuva 2.6: Dislokaatioiden eteneminen Matthews ja Blakesleen teorian mukaan [2].

Kolmas yleisesti viitattu malli on Dodsonin ja Tsaon [10], jotka esittivät jännityksen purkautumisen plastisen virtauksen avulla. Tämä teoria ottaa huomioon sen, että dislokaatioiden muodostuminen riippuu kasvatuslämpötilasta. Käytännön kokemukset vahvistavat tämän oletuksen, koska alhaisissa lämpötiloissa on kasvatettu huomattavasti paksumpia pseudomorfeisia kerroksia kuin mitä tasapainoteoriat ennustavat. Dodsonin ja Tsaon teorian mukaan ohuet kerrokset ovat koherentteja. Kun kriittinen

paksuus ylitetään, alkaa muodostua dislokaatioita. Alkuvaiheessa jännityksen purkautuminen on hidasta, koska jännitys ja dislokaatioiden määrä on vähäinen. Kun kerospaksuus kasvaa, niin dislokaatioiden määrä kasvaa eksponentiaalisesti ajan suhteen. Näin jatkuu, kunnes hilaepäsovitukselta suurin osa purkautuu dislokaatioiden kautta (yhtälössä (2.14) δ :n osuus kasvaa). Tämä pienentää elastista venymää e , mistä taas seuraa, että dislokaatioiden muodostuminen vähenee. Tämä kokonaisuudessaan hidastaa jännityksen purkautumista [11], [10].

Mitä suurempi on siis indiumin mooliosuus GaAs:ssa, sitä suuremmaksi hilaepäsovitusta tulee. Siksi on yritetty löytää kriittisen paksuuden riippuvuus indiumin mooliosuudesta. Eri tasapainoteoriat antavat ristiriitaisia tuloksia. Kriittistä paksuutta indiumin mooliosuuden funktiona on myös yritetty määrittää kokeellisesti, mutta valitettavasti tulokset ovat vähintäänkin yhtä ristiriitaisia kuin teorioiden ennustamat tulokset. Kuvassa 2.7 on esitetty kolmen edellä kuvatun teorian ennustamat kriittiset paksuudet, sekä eräs kokeellinen tulos [12].



Kuva 2.7: Kriittisen paksuuden riippuvuus indiumin mooliosuudesta [3].

Kokeellisessa tuloksessa InGaAs:a on kasvatettu GaAs-substraatille lämpötilassa 460°C . Pienillä venymän arvoilla eli siis pienimmillä indiumin mooliosuuden arvoilla kokeellinen tulos lähestyy Peoplen ja Beanin energian tasapainoteorian antamia arvoja. Taas suurilla indiumin mooliosuuksilla kokeelliset tulokset lähestyvät Matthewsian teoriaa. Yleisesti kaikki kokeelliset tulokset päätyvät siihen, että alhainen kasvatuslämpötila

suurentaa kriittistä paksuutta, mutta tarkat tulokset eroavat huomattavasti. Luultavaa on, että juuri kriittisen paksuuden lämpötilariippuvuus tekee sen määrittämisen indiumin mooliosuuden funktiona vaikeaksi. Ekenstedt [13] on määrittänyt kriittisen paksuuden ja kasvatuslämpötilan väliselle yhteydelle lineaarisen kaavan lämpötila-alueella $490^\circ \leq T \leq 550^\circ$

$$h_c = 315 - 0,54 \cdot T \text{ (Å)}. \quad (2.22)$$

2.4 Jännityksen vaikutus puolijohteiden ominaisuuksiin

Jännitys, jonka aiheuttaa elastinen venymä, vaikuttaa puolijohteiden energiavyöraakenteeseen. Elastinen jännitys voi olla joko hydrostaattista tai aksiaalista. Hydrostaattinen jännitys muuttaa vain kiteen kokoa, eli atomit lähestyvät toisiaan eikä kiderakenne muutu. Aksiaalinen jännitys eli johonkin tiettyyn suuntaan vaikuttava jännitys muuttaa kiteen symmetriaa. Tämän aksiaalisen jännityksen serauksena on, että Γ_8 valenssivyön maksimin degeneraatio muuttuu. Johtavuusvyön (Γ_6) minimiin tämä aksiaalinen jännitys ei vaikuta. Ulkoinen hydrostaattinen paine voi olla suuruudeltaan noin 100 kbar, ennen kuin kiderakenne murtuu [14].

Hydrostaattinen jännitys vaikuttaa siten, että kielletty energiaväli kasvaa, jos kyseessä on puristusjännitys. Vastaavasti kielletty energiaväli pienenee, jos jännitys on venytävää. Aksiaalisen jännityksen ollessa negatiivista eli puristavaa InGaAs:n valenssivyö jakautuu siten, että kevyiden aukkojen sekä raskaiden aukkojen vyöt loittonevat johtavuusvyöstä. Raskaiden aukkojen vyö muodostaa ylemmän vyön. Vetojännitys eli positiivinen jännitys lähentää sekä raskaiden että kevyiden aukkojen vöitä kohti johtavuusvyötä eli kielletty energiaväli pienenee. Aksiaalinen jännitys vaikuttaa myös InGaAs:ssa spin-rata vuorovaikutuksen alaiseen valenssivyöhön. Tämän valenssivyön maksimi on GaAs:lla 350 meV alempana kuin degeneroituneiden vöiden maksimit, ja tämä energiaväli kasvaa InGaAs:ssa indiumin mooliosuuden funktiona [15].

Jännitettyjen heterorakenteiden täydellinen käsittely vaatii jännityksen huomioonottamista sekä kvanttitarkastelua. Kvanttitarkastelu on huomioitava siksi, että käytettävät heterorakenteet ovat yleensä ohuita. Onkin olemassa monia teorioita, joissa Hamiltonin operaattoriin sisällytetään jännityksen vaikutus. Pollakin [16] teoria on yksi suosituimmista. Tässä teoriassa Hamiltonin operaattori sisältää myös spin-rata vuorovaikutuksen. Tämä operaattori on diagonalisoitavissa, ja sillä on kolme ominaisarvoa kun $k = 0$. Ominaisarvot ovat

$$\bar{\lambda} = \Delta \mathcal{E}_s, \quad (2.23)$$

$$\bar{\lambda} = -\frac{1}{2} \left[\Delta(x) + \frac{1}{2} \Delta \mathcal{E}_s \right] \pm \frac{1}{2} \left[\frac{9}{2} \Delta \mathcal{E}_s - \Delta \mathcal{E}_s \Delta(x) + \Delta^2(x) \right]^{1/2} \quad (2.24)$$

$$\bar{\lambda} = \lambda + \mathcal{E}_g^0(x) + \Delta \mathcal{E}_H, \quad (2.25)$$

missä $\bar{\lambda}$ on valenssivyön energian muuttuminen kiteen symmetrian muuttumisen takia, λ on jännitettyssä tilassa olevan valenssivyön maksimin kohta, kun johtavuusvyön minimi on nollakohta. $\Delta \mathcal{E}_s$ on energianmuutos, jonka aiheuttaa aksiaalinen jännitys, $\Delta \mathcal{E}_H$ on hydrostaattisen jännityksen aiheuttama energianmuutos, $\Delta(x)$ on spin-rata vuorovaikutuksen aiheuttama energianmuutos ja $\mathcal{E}_g^0(x)$ on jännityksettömän InGaAs:n kielletty energiaväli. Yhtälössä (2.24) oleva $+$ -merkki tarkoittaa kevyiden aukkojen energiaa ja $-$ -merkki spin-rata vuorovaikutuksen alaisten aukkojen energiaa.

Jännityksien aiheuttamat energianmuutokset $\Delta \mathcal{E}_s$ ja $\Delta \mathcal{E}_H$ saadaan kertomalla vastaava venymä siihen liittyvällä muodonmuutosenergialla. Aksiaaliseen jännitykseen liittyvä valenssivyön energianmuutos on

$$\Delta \mathcal{E}_s = -2b''(e_z - e_x) = 2b'' \frac{c_{11} - c_{12}}{c_{11}} e_x, \quad (2.26)$$

missä b'' on valenssivyön muodonmuutosenergia, kun venymä on $\langle 001 \rangle$ -suuntaan. Hydrostaattiseen jännitykseen liittyvä valenssivyön energian muutos on

$$\Delta \mathcal{E}_H = a_v''(e_x + e_y + e_z) = 2a_v'' \frac{c_{11} - c_{12}}{c_{11}} e_x, \quad (2.27)$$

missä a_v'' on hydrostaattinen muodonmuutosenergia valenssivyössä. Vastaava hydrostaattisen jännityksen aiheuttama muutos johtavuusvyön energiaan on

$$\Delta \mathcal{E}_C = 2a_j'' \frac{c_{11} - c_{12}}{c_{11}} e_x, \quad (2.28)$$

missä a_j'' on johtavuusvyön hydrostaattinen muodonmuutosenergia. Summa $a' = a_v'' + a_j''$ on hydrostaattisen jännityksen kokonaisvaikutus, ja se saadaan kielletyn energiavälin ja paineen (P) välisestä riippuvuudesta

$$a' = -\frac{c_{11} + 2c_{12}}{3} \frac{d\mathcal{E}_g^0(x)}{dP}, \quad (2.29)$$

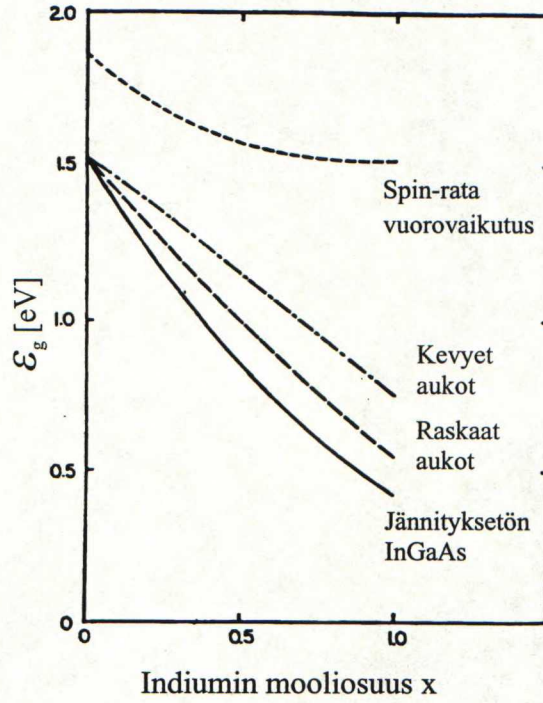
Jännityksettömän InGaAs:n kielletty energiaväli riippuu indiumin mooliosudesta ja sille on määritetty mm. 2 K lämpötilassa seuraava yhtälö

$$\mathcal{E}_g^0(x) = 1,43 - 1,53x + 0,45x^2 \text{ (eV)}. \quad (2.30)$$

Yhtälöistä (2.23), (2.24) ja (2.25) yhdistämällä saadaan jännityksen vaikutuksen alainen kielletty energiaväli

$$\mathcal{E}_g = \mathcal{E}_c - \lambda = \mathcal{E}_c^0 + \Delta\mathcal{E}_C + \Delta\mathcal{E}_H - \lambda + \mathcal{E}_g^0(x). \quad (2.31)$$

Kaikille parametreille yhtälössä (2.31) saadaan riippuvuus indiumin mooliosuudesta ja kuvassa 2.8 on piirretty tämä yhteys lämpötilan ollessa 2 K.



Kuva 2.8: $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$:n kielletyn energiavälin muuttuminen indiumin mooliosuuden (x) mukaan [15].

3 InGaAs-quanttikaivorakenteet ja niiden karakterisointi

3.1 InGaAs-quanttikaivorakenteet

Indium-pohjaisten komponenttien valmistus aloitettiin kasvattamalla kaksi samanlaista quanttikaivorakennetta (Kuva 3.1). Rakenne suunniteltiin InGaAs-kerrosten optista karakterisointia varten ja InGaAs:n etsauskokeita varten. Rakenteessa toistuu AlAs-GaAs-AlGaAs-InGaAs-rakenne, jossa AlAs-kerros toimii etsauksen pysäytyskerroksena. InGaAs-quanttikaivokerroksen paksuus vaihteli 20 Å – 50 Å. Toinen näyte kasvatettiin matalammassa lämpötilassa. Tarkoituksena oli tutkia lämpötilan vaikutusta InGaAs-kaivorakenteeseen.

GaAs	300Å
Al _{0.3} Ga _{0.7} As	300Å
In _{0.3} Ga _{0.7} As	20,30, 40, 50 Å
GaAs	300Å
AlAs	30 Å
GaAs	5000Å
SL-buffer	
GaAs	600 ML

Kuva 3.1: InGaAs-quanttikaivorakenne.

Kuvassa 3.2 oleva toinen quanttikaivorakenne kasvatettiin indiumin vuokalibrointiin. Vuokalibrointi tehdään MBE:llä tavallisesti RHEED-oskillaatioiden (*Reflection High Energy Electron Diffraction*) avulla, mutta RHEEDin ollessa epäkunnossa optiset mitaukset tarjoavat hyvän tavan indiumin mooliosuuden ja kasvunopeuden tarkistamiseen.

GaAs	1000Å
In _{0.1} Ga _{0.9} As	100 Å
GaAs	1000Å
In _{0.2} Ga _{0.8} As	100 Å
GaAs	5000Å

Kuva 3.2: Quanttikaivorakenne.

MBE-kasvatuksen tärkeimpiä parametreja ovat kasvuvuot ja kasvatuslämpötilat. Kuten kappaleessa 1 todettiin, InGaAs:n kasvattaminen vaatii alhaisempaa lämpötilaa kuin GaAs:n tai AlGaAs:n kasvattaminen, koska kokeellisilla tuloksilla sen on havaittu estävän dislokaatioiden muodostumista ja täten suurentavan InGaAs-kerroksien kriittistä paksuutta. Taulukossa 3.1 on esitetty näiden kolmen rakenteen MBE-kasvatuksessa käytetyt substraatin lämpötilat. Näytteet ASA-381 ja ASA-382 kasvatettiin koko ajan samassa lämpötilassa. Kasvatuslämpötila oli molemmille 100°C alhaisempi kuin oksidin poistumiseen tarvittu lämpötila. Näytteen ASA-386 kasvatuslämpötila oli 30°C alhaisempi kuin oksidin poistumislämpötila, mutta InGaAs:n kasvatuksen ajaksi lämpötila laskettiin oksidin poistumislämpötilasta vielä 120°C.

Taulukko 3.1: Kvanttikaivorakenteiden MBE-kasvatuslämpötilat.

Näyte	Kasvatuslämpötila °C	InGaAs:n kasvatuslämpötila °C
ASA-381	534	534
ASA-382	500	500
ASA-386	585	540

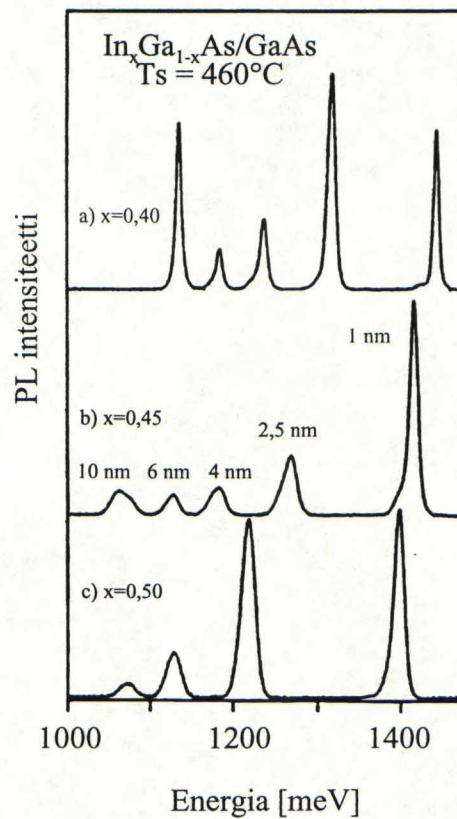
3.2 Fotoluminesenssi-mittaus

Fotoluminesenssia käytetään tavallisesti ilmaisemaan puolijohteen tiettyjä epäpuhtauksia. Ne epäpuhtaudet, jotka tuottavat säteileviä rekombinaatioprosesseja, voidaan ilmaista fotoluminesenssin avulla. Näyte asetetaan kryostaattiin ja jäähdytetään alhaiseen lämpötilaan. Mittaus kylmässä on välttämätön, jotta saataisiin eliminoidua ei-säteilevät rekombinaatioprosessit. Näytettä valaistetaan laserin valolla, jossa fotonien energia on suurempi kuin tutkittavan puolijohteen kielletty energiaväli. Laserin valo synnyttää elektroni-aukko-pareja, jotka rekombinoituvat. Säteilevä rekombinaatio tuottaa fotoneja. Jotta saataisiin hyvä fotoluminesenssi-signaali, suurin osa rekombinaatioprosesseista pitäisi olla säteileviä. Näytteestä emittoituva fotoluminesenssi-signaali käsitellään spektrometrissa ja ilmaistaan valodetektorilla.

Kvanttikaivorakenteen luminesenssispektrit poikkeavat suuresti bulk-näytteiden vastavista spektreistä. Seostamattomissa kaivorakenteissa näkyy tavallisesti alhaisissa lämpötiloissa vain yksi transitio, kun taas bulk-näytteiden spektreissä näkyy monta erilaisista epäpuhtauksista johtuvaa piikkiä. Varauksenkuljettajien kerääntyminen alhaisissa lämpötiloissa kaivoon on tehokasta, eikä mm. vallimateriaalissa tapahtuvia rekombinaatioita juuri näe. Varauksenkuljettajat ovat siis siirtyneet vallirakenteesta kaivoon,

johon ne loukkuuntuvat [17].

InGaAs/GaAs-kaivorakenteita on mitattu paljon fotoluminesenssilla. Kuvassa 3.3 on esitetty PL-signaali kolmesta viisi kvanttikaivoa sisältävästä rakenteesta [12]. Näytteet oli kasvatettu samassa lämpötilassa ja InGaAs-kaivon indiumin mooliosuus vaihteli. Indiumin mooliosuudet ovat varsin korkeita. Näytteen, jossa on suurin indiumin mooliosuus, PL-piikit ovat leveitä ja leveimmän kaivon piikkiä ei näy. Tämä on merkki jännityksen purkautumisesta dislokaatioiden kautta. Toinen tärkeä parametri on PL-piikin puoliarvoleveys, jonka suureneminen jännitetyjen kerrosten tapauksessa johtune jännityksen osittaisesta purkautumisesta, dislokaatioista tai rajapintojen huonosta laadusta, mikä on seurausta 3D-kasvusta [1]. Jännitetyjen kerrosten stabiiliuteen vaikuttaa myös sen kerroksen paksuus, joka kasvatetaan jännitetyn kerroksen päälle. Karkea arvio tällaisen "cap"-kerroksen paksuudelle on, että sen pitäisi olla noin kolme kertaa paksumpi kuin jännitetyn kerroksen [18].



Kuva 3.3: Fotoluminesenssi-mittaus eri paksuisille kaivorakenteille.

Kuvissa 3.4 ja 3.5 ovat näytteiden ASA-381 ja ASA-382 PL-spektrit. Mittaus tehtiin

alhaisessa lämpötilassa (12 K). Alhaisen lämpötilan vuoksi spektrissä näkyy kaivorakenteiden alimmat energiitransitiot sekä piikki GaAs:sta. Rakenteissa on neljä eri paksuista kaivorakennetta ja kaikkien neljän kaivon transitiot näkyvät - ohuimman kaivon piikki jää tosin pahasti GaAs:n piikin alle, eikä näy näytteen ASA-382 spektrissä. Taulukossa 3.2 on intensiteettimaksimeja vastaavat energia-arvot molemmista näytteistä. L_w on kaivon paksuus.

Taulukko 3.2: Kvanttikaivorakenteiden mitatut energiat.

Parametri	Mitattu energia ASA-381 eV	Mitattu energia ASA-382 eV
\mathcal{E}_g (GaAs)	1,5114	1,5112
\mathcal{E}_n ($L_w = 50$)	1,383	1,3960
\mathcal{E}_n ($L_w = 40$)	1,411	1,4260
\mathcal{E}_n ($L_w = 30$)	1,461	1,4805
\mathcal{E}_n ($L_w = 20$)	1,498	-

Ensiksi voidaan arvioida GaAs:n mitatun ja teoreettisen kielletyn energiavälin vastavuukia. GaAs:n kielletyn energiavälin arvo lämpötilan funktiona on tunnetusti

$$\mathcal{E}_g(T) = \mathcal{E}_g(0K) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}, \quad (3.1)$$

missä parametrit α ja β GaAs:lle ovat $\alpha = 5,405 \cdot 10^{-4}$ eV/K ja $\beta = 204$ K [19]. Tästä saadaan GaAs:n kielletyn energiavälin arvoksi $\mathcal{E}_g = 1,519$ eV, kun $T = 2$ K. Molemmista näytteistä mitatut arvot \mathcal{E}_{gGaAs} :lle vastaavat hyvin tätä.

Jotta vapaaeksitonitransitioiden mitattuja energioiden arvoja \mathcal{E}_n voitaisiin verrata teoreettisiin arvioihin, täytyy laskea alin energiatila kussakin kaivorakenteessa. Kvanttikaivon vapaaeksitonitransitiota voidaan mallintaa elektroneille siten, että elektroneilla on äärellinen potentiaaliukuoppa johtavuusvyössä. Tällaisen kaivorakenteen, jossa on äärellinen potentiaaliukuoppa, energiat saadaan ratkaisemalla transkendenttinen yhtälö [20]

$$\sqrt{\frac{2m^*E}{\hbar^2}} = \tan \left(\sqrt{\frac{2m^*E}{\hbar^2} \frac{L_w^2}{4}} \right) \sqrt{\frac{2m^*(E - V_0)}{\hbar^2}}, \quad (3.2)$$

missä V_0 on potentiaalivallin korkeus. Koska yhtälöä (3.2) on vaikea ratkaista, onkin helpompaa arvioida ainoastaan kielletyn energiavälin muutosta $\Delta\mathcal{E}_g$:ta. Tästä saa-

daan johtavuusvyön epäjatkuvuus $\Delta\mathcal{E}_c$, jota voidaan pitää potentiaalivallin korkeutena. Elektronifysiikan laboratoriossa tehdyllä ohjelmalla voidaan laskea tällaisen kaivorakenteen transitoenergioita. Kun tämä kaivon energia lisätään InGaAs:n kielletyn energiavälin $\mathcal{E}_{g,InGaAs}$:n arvoon, saadaan karkea arvio vapaaeksitonitransition energialle ($\mathcal{E}_n \approx \Delta\mathcal{E}_c + \mathcal{E}_{g,InGaAs}$). Tätä varten täytyy tietää AlGaAs:n kielletyn energiavälin suuruus $\mathcal{E}_{g,AlGaAs}$ ja jännittyneen InGaAs:n kielletyn energiavälin suuruus $\mathcal{E}_{g,InGaAs}$. Näistä saadaan kielletyn energiavälin epäjatkuvuus $\Delta\mathcal{E}_g = \mathcal{E}_{g,AlGaAs} - \mathcal{E}_{g,InGaAs}$. AlGaAs:n kielletyn energiavälin suuruus indiumin mooliosuuden funktiona tunnetaan hyvin. Tämä arvo tietysti vaihtelee lämpötilan mukaan, mutta esimerkiksi AlGaAs:n \mathcal{E}_g :n arvo alumiinin mooliosuuden funktiona lämpötilassa 2 K on [21]

$$\mathcal{E}_{g,AlGaAs} = 1,519 + 1,36x + 0,22x^2 \text{ (eV)}. \quad (3.3)$$

Vaikka asiaa on tutkittu paljon, ei vielääkään ole täydellistä yksimielisyyttä vastaavasta kaavasta jännitetylle InGaAs-kerrokselle. Viitteen [22] mukaan jännitetyn InGaAs:n kielletty energiaväli noudattaa seuraavaa yhtälöä 2 K lämpötilassa

$$\mathcal{E}_{g,InGaAs} = 1,519 - 0,795x \text{ (eV)}. \quad (3.4)$$

Nämä arvot voidaan muuttaa lämpötilaan 12 K, mikä aiheuttaa hieman virhettä. Muutos on kuitenkin on pieni, alle 1 meV.

Johtavuusvyön epäjatkuvuus $\Delta\mathcal{E}_c$ saadaan kaavasta

$$Q_e = \frac{\Delta\mathcal{E}_c}{\Delta\mathcal{E}_g}. \quad (3.5)$$

AlGaAs-GaAs-rajapinnalle yhtälön (3.5) mukainen suhde on hyvin määriteltä, ja yleisesti käytetty luku on $Q_e = 0,67$. Tämä arvo vastaa hyvin käytettyä "2/3"-sääntöä eli 2/3 osaa epäjatkuvuudesta on johtavuusvyön epäjatkuvuutta ja loput 1/3 valenssivyön epäjatkuvuutta. Monet ovat pyrkineet määrittämään tätä suhdetta InGaAs/GaAs-rakenteelle, mutta vielääkään ei olla täysin yksimielisiä tästä arvosta. Arvot vaihtelevat suuresti riippuen käytetystä mittausmenetelmästä. Arvot vaihtelevat 0,4:stä 0,8:aan [23]. Yleensä tämä voidaan valita sovituspärametriksi, mutta yksinkertainen arvio voidaan valita "2/3"-säännön mukaan eli $Q_e = 0,70$. Tätä arvoa on käytetty paljon kirjallisuudessa. Yleensäkin tiedetään, etteivät lasketut alimmat transitoenergiat ole kovin herkkiä näille Q_e :n valinnoille. Viitteessä [15] mitatut Q_e :n vaihtelut 0,75:stä 0,85:teen eivät vaikeuttaneet transitoenergioiden sovittamista.

Kaivo muodostuu siis tässä tapauksessa johtavuusvyön epäjatkuvuuskohtaan $\Delta\mathcal{E}_c$. Tällaisen kaivon energiatilat saadaan ratkaistua riittävän tarkasti laskemalla Schrödingerin

yhtälö ko. kaivorakenteessa. Tätä varten Elektronifysiikan laboratoriossa on kehitetty ohjelma. Parametreina ovat kaivon paksuus, vallin korkeus ja efektiivinen massa sekä kaivossa että vallirakenteessa. Kaivon paksuus saadaan, kun tiedetään kasvatusaika ja haluttu indiumin mooliosuus, koska kasvunopeus on sidottu indiumin ja galliumin kokonaisvuohon. Efektiivinen massa riippuu myös indiumin mooliosuudesta. InAs:n efektiivinen massa on $0,23m_0$, mutta AlGaAs/InGaAs-rakenteista mitatun efektiivisen massan arvo ei eroa paljoa GaAs:n efektiivisestä massasta [24]. InGaAs:n efektiivisen massan arvo on noin $0.064m_0$, kun $x = 0,3$.

AlGaAs:lle vastaava yhtälö alumiinin mooliosuuden x mukaan on [25]

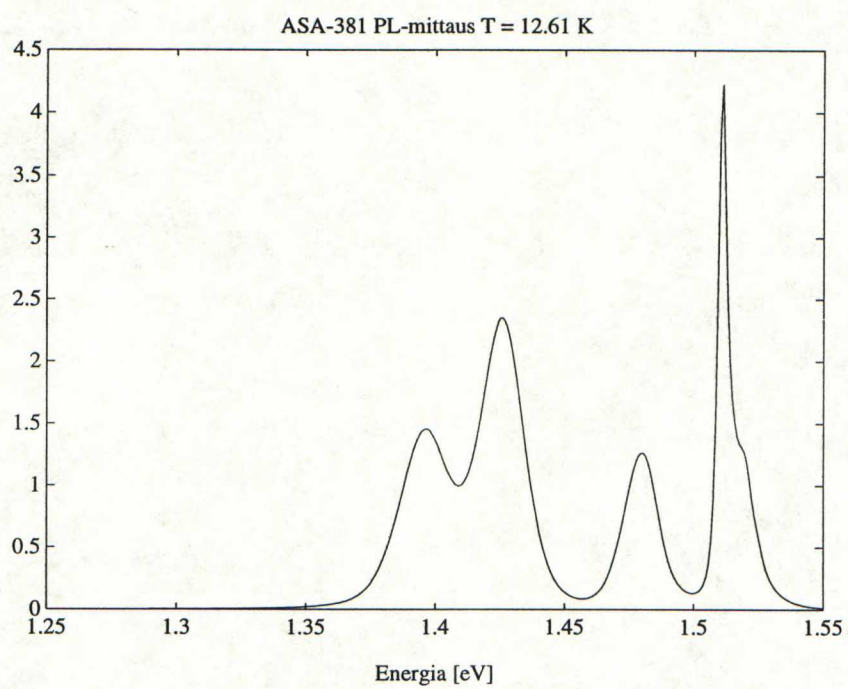
$$\frac{m_e^*}{m_0} = 0,067 + 0,083x. \quad (3.6)$$

Jännitetyn kerroksen kielletyn energiavälin arvo $\mathcal{E}_{g,InGaAs}$ sekä simulaatio-ohjelmalla saadut kaivojen energiat laskettiin yhteen. Taulukossa 3.3 on lasketut arvot. Kunkin kaivorakenteen energia poikkeaa noin 110 meV mitatusta arvosta. Epävarmuutta tuovat kiellettyjen energiavälien oikeat arvot lämpötilassa 12 K. Luultavaa on, että AlGaAs:n tai InGaAs:n mooliosuudet olivat aiottuja pienempiä.

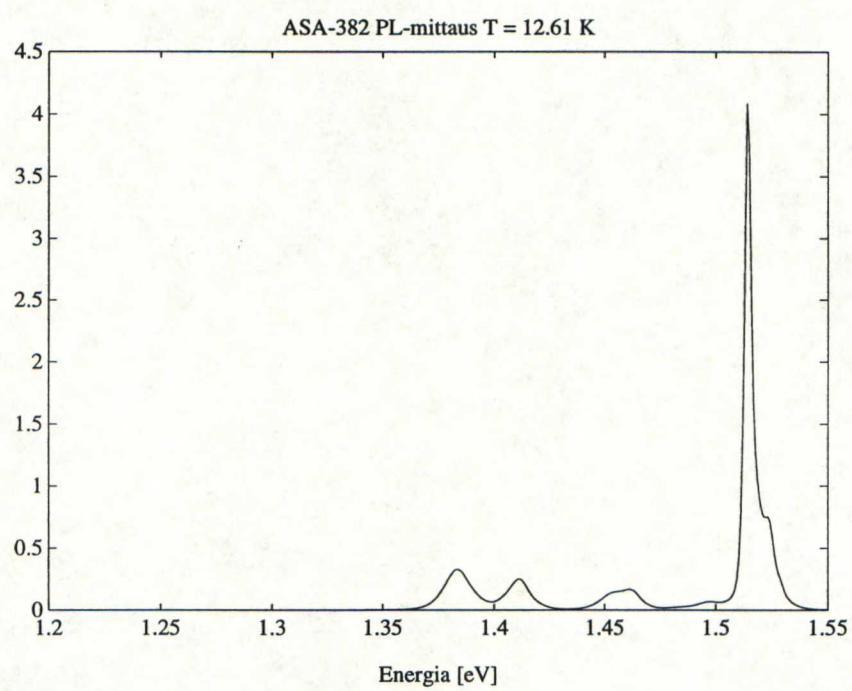
Taulukko 3.3: Kvanttikaivorakenteiden teoreettiset vapaaeksitonitransitioiden energiat.

Parametri	Laskettu energia eV
\mathcal{E}_g (GaAs)	1,519
\mathcal{E}_n ($L_w = 50$)	1,273
\mathcal{E}_n ($L_w = 40$)	1,298
\mathcal{E}_n ($L_w = 30$)	1,345
\mathcal{E}_n ($L_w = 20$)	1,386

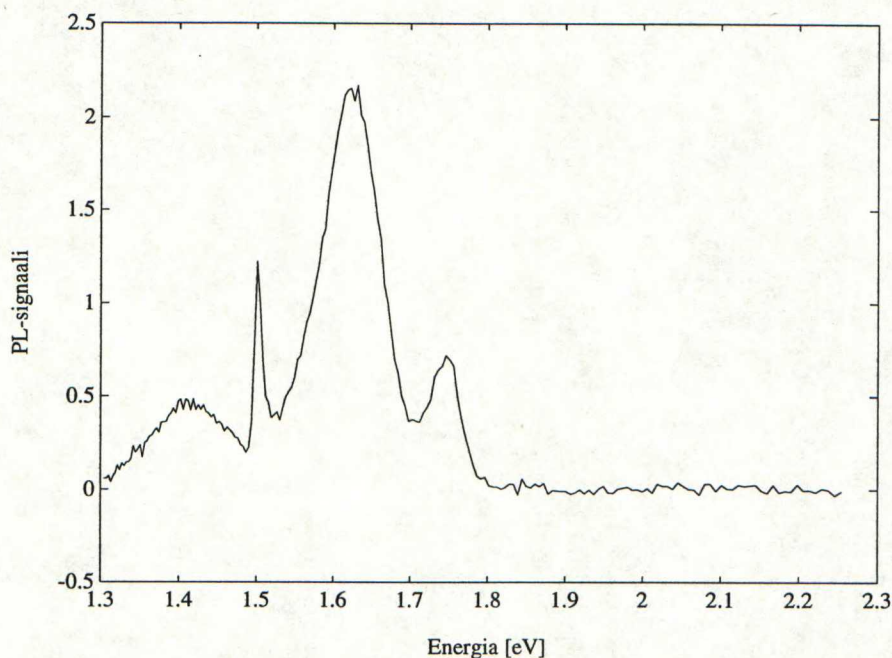
PL-mittaus suoritettiin myös varsinaiselle transistori-rakenteelle. Kuvassa 3.6 on tämän mittauksen tulos. Mittaus tehtiin 12 K lämpötilassa. Spektrissä näkyy GaAs:n piikki, kaksi piikkiä AlGaAs:sta sekä kvanttikaivon piikki, joka on levinnyt huomattavasti. Kirjallisuuden perusteella tätä voidaan pitää huonona kaivona - piikin leviämisen aiheuttavat dislokaatiot. Piikin intensiteettikin on pieni. Taulukossa 3.4 on intensiteettimaksimeja vastaavat energioiden arvot. Toinen piikki AlGaAs:sta aiheutunee jostakin epäpuhtaudesta. Näille on laskettu vastaavat teoreettiset arvot edellä kuvatulla tavalla. GaAs:n ja kvanttikaivon transitoenergiat poikkeavat noin 10 meV, AlGaAs:n \mathcal{E}_g :n arvo sitä vastoin poikkeaa huomattavasti enemmän.



Kuva 3.4: Asa-381, PL-mittaus.



Kuva 3.5: Asa-382, PL-mittaus.



Kuva 3.6: Transistori-rakenteen ASA-392 PL-mittaus.

3.3 Fotorefleksanssi-mittaus

Modulaatiospektroskopia on tehokas keino puolijohteiden ja erityisesti kvanttikaivoraakenteiden tutkimisessa. Käytetty menetelmä on moduloida näytteen pinnan sähkökenttää laservalon avulla, sillä siten saadaan terävä spektri [26]. Sähkökentän muutos vaikuttaa näytteen pinnan heijastuskertoimen R muutokseen, jota menetelmässä siis mitataan. Mittaamalla näyte laservalon vaikutuksessa ja ilman sitä saadaan selville heijastuskertoimen muutos ΔR . Teorian mukaan heijastuskertoimen muutoksen suhde heijastuskertoimeen voidaan lausua muodossa

$$\frac{\Delta R}{R} = \text{Re} \{ C \exp(i\theta) (\mathcal{E} - \mathcal{E}_j + i\Gamma)^n \}, \quad (3.7)$$

missä Γ on leviämisparametri, C on amplitudivakio, θ on vaihekerroin ja n :n määrää ns. kriittinen piste.

Menetelmässä ei tarvita kontaktia tutkittavan puolijohteen pintaan ja siinä voidaan helposti muuttaa mittausolosuhteita, kuten lämpötilaa.

Fotorefleksanssimittauksessa saadaan tietoa puolijohhteiden vyörakenteesta - kvanttikai-

Taulukko 3.4: MODFET-rakenteesta ASA-392 mitatut energiat.

Parametri	Mitattu energia eV	Laskettu energia eV
\mathcal{E}_g (GaAs)	1,501	1,519
\mathcal{E}_g (AlGaAs, $x = 0,23$)	1,746	1,882
\mathcal{E}_n (InGaAs) $x = 0,20$	1,409	1,391
\mathcal{E}	1,623	

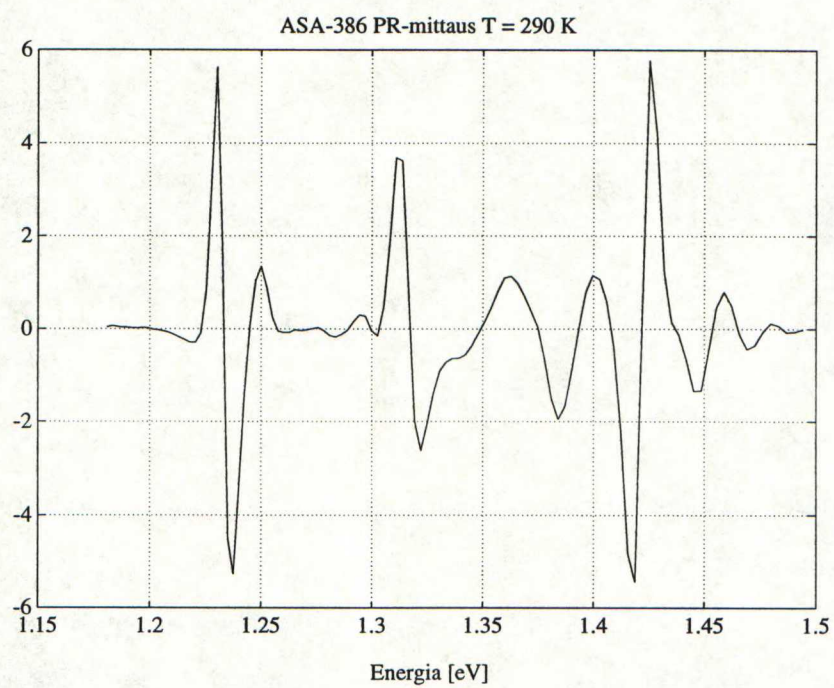
vorakenteiden tapauksessa elektronien energiatasoista kaivossa. Kuvassa 3.7 on näytteen ASA-386 fotorefleksanssi-mittaus huoneen lämpötilassa. Optoelektronikan laboratoriossa tehdyllä ohjelmalla mittauskäyrään voidaan sovittaa lorentzinen viivanmuoto, ja näin saadaan selville transitoiden energiat. Ohjelma sovittaa pienimmän neliösumman menetelmällä PR-spektrin kaavaan (3.7). Ohjelma antaa tuloksena mm. halutun energiatilan \mathcal{E}_j . Taulukossa 3.5 on esitetty sovitushjelmalla saadut energioiden arvot. Fotorefleksanssi mittauksessa saatiin siis kolme energian arvoa: GaAs:n kiellettyä energiaväliä vastaava arvo ja transitioenergiat kaivoissa, näytteessä oli kaksi samanpaksuista kaivoa, joissa indiumin mooliosuus vaihteli. Mittauksesta saatuja energian arvoja verrattiin vastaaviin teoreettisiin arvoihin edellisessä kappaleessa kuvatulla tavalla. Nyt vallirakenteiden materiaali oli GaAs:a ja mittauslämpötila oli huoneenlämpötila, joten laskuista tuli yksinkertaisempia. Tarvitaan vain InGaAs:n kielletylle energiavälille arvo huoneenlämpötilassa. Viitteen [23] mukaan tämä saadaan kaavasta

$$\mathcal{E}_g = 1,424 - 0,75x \text{ (eV)}. \quad (3.8)$$

Saadut teoreettiset arvot ovat myös taulukossa 3.5. Vastaavuus teoreettisten ja mitattujen arvojen välillä on hyvä. Poikkeama on noin 6 meV.

Taulukko 3.5: Kvanttikaivorakenteen energiat.

Parametri	Mitattu energia eV	Laskettu energia eV
$\Delta\mathcal{E}_g(GaAs)$	1,424	1,424
\mathcal{E}_n $x = 0,1$	1,316	1,321
\mathcal{E}_n $x = 0,2$	1,234	1,235



Kuva 3.7: ASA-386, PR-mittaus.

4 MODFET-transistori

4.1 MODFET-transistorin teoria

4.1.1 MODFET-transistorin periaate ja energiavyödiagrammi

MODFET-transistoreilla on erinomaiset suoritusominaisuudet, kuten suuri transkonduktanssi (transistorin "hyvyyden mitta") sekä hyvät suurtaajuusominaisuudet pienillä kohinaluvuilla. MODFET-transistorien teoria kehitettiin jo 1960-luvulla. 1970-luvulla kehitetyt tarkat kasvatusmenetelmät mahdollistivat tällaisten transistorien valmistamisen. 1980-luvulla on opittu paremmin tuntemaan MODFET:n teoriaa, mikä on johtanut mm. uusien materiaalien käyttöönottoon.

Tunnetuin MODFET-transistori perustuu GaAs:n ja $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$:n muodostamaan heteroliitokseen. Suuren kielletyn energiavälin seostettu AlGaAs-kerros kasvatetaan pienemmän energiavälin omaavan seostamattoman GaAs-kerroksen päälle. Perusidea on, että donoritilat ovat suuren kielletyn energiavälin materiaalissa (AlGaAs) ja ne ovat "korkeammalla" kuin pienemmän kielletyn energiavälin materiaalin johtavuusvyö (GaAs). Näin virran kuljetukseen osallistuvat elektronit AlGaAs-kerroksesta kulkeutuvat GaAs-kerrokseen, joka siis on seostamaton. Tämä johtaa siihen, että elektronien liikkuvuus kasvaa, koska elektronit liikkuvat ilman sirontaa epäpuhtausioneista. Transistorin toimintaan voidaan vaikuttaa muuttamalla kerrospaksuuksia ja seostuksia. Kuvassa 4.1 tällaisen MODFET-transistorin energiavyödiagrammi.

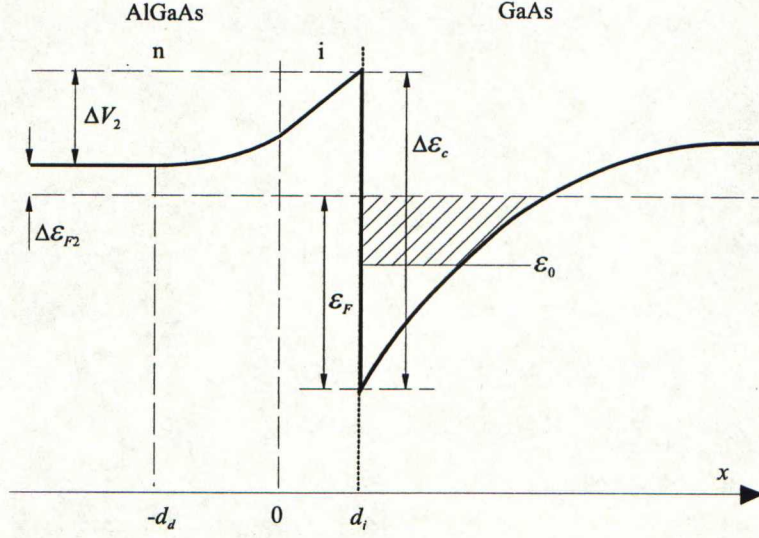
Tärkeää on siis osata arvioida heterorakenteen energiavöiden epäjatkuvuuskohtaa, joka toimii potentiaalivallina elektroneille. Elektronien energiatasot kaivossa ovat kvantittuneet ja GaAs:n puolelle muodostuu 2-dimensionaalinen elektronikaasu. Tarkka varauksenkuljettajien jakauma saadaan selville ratkaisemalla Schrödingerin ja Poissonin yhtälöt. Elektronien potentiaali riippuu varauksenkuljettajien jakaumasta ja niiden aaltofunktioista. Poissonin yhtälön ratkaisu täytyy siis sitoa elektronien aaltofunktioihin. Varaustiheydelle saadaan yhtälö

$$-\rho(x) = q \sum_1 |\phi_i(x)|^2 n_j, \quad (4.1)$$

missä ϕ_i on aaltofunktion amplitudi, q on elektronin alkeisvaraus ja n_j on Fermi-Dirac-jakaumafunktion mukainen elektronikonsentraatio j :nnellä energiavyöllä eli

$$n_j = \frac{qm^*}{\pi\hbar} kT \ln \left[1 + \exp\left(\frac{\mathcal{E}_F - \mathcal{E}_j}{kT}\right) \right], \quad (4.2)$$

missä k on Boltzmanin vakio, \hbar on Planckin vakio, T on lämpötila kelvineissä, m^* on



Kuva 4.1: AlGaAs-GaAs MODFET-transistorin energiavyödiagrammi

elektronin efektiivinen massa, \mathcal{E}_F on Fermi-energia ja \mathcal{E}_j on j :s vyö kaivossa (GaAs:n johtavuusvyön pohjasta). \mathcal{E}_j :n likimääräiset arvot saadaan yhtälöstä

$$\mathcal{E}_j = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right) \left[\frac{3m^* q \pi E_s}{\hbar^2} \left(j + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3}, \quad (4.3)$$

missä E_s on sähkökenttä pinnassa. Gaussin lauseen avulla voidaan sähkökentän ja pintakonsentraation väliselle yhteydelle kirjoittaa

$$\epsilon_1 E_s = q n_s = q \sum n_j, \quad (4.4)$$

missä ϵ_1 on kanavan materiaalin dielektrisyysvakio ja n_s on elektronien pintakonsentraatio. Yhdistämällä yhtälöt (4.4) ja (4.3) saadaan kahdelle alimmalle energiavyölle lausekkeet

$$\mathcal{E}_0 = \gamma_0 (n_s)^{2/3}, \quad (4.5)$$

$$\mathcal{E}_1 = \gamma_1 (n_s)^{2/3}, \quad (4.6)$$

missä γ_1 ja γ_2 ovat materiaalista riippuvia vakioita. Näiden energiavöiden avulla saadaan pintakonsentraatiolle heteroliitoksessa lauseke

$$n_s \approx \frac{qm}{\pi\hbar} kT \ln \left[1 + \exp\left(\frac{\mathcal{E}_F - \mathcal{E}_0}{kT}\right) \right] \left[1 + \exp\left(\frac{\mathcal{E}_F - \mathcal{E}_1}{kT}\right) \right]. \quad (4.7)$$

Toisaalta pintakonsentraatiolle n_s voidaan johtaa lauseke olettamalla, että AlGaAs-kerros tyhjentyy kokonaan. Sähkökenttä heteroliitoksen reunalla saadaan ratkaisemalla Poissonin yhtälö

$$E(d_i) = \frac{qN_d}{\epsilon_2} d_d, \quad (4.8)$$

missä N_d on AlGaAs-kerroksen seostus, ϵ_2 on AlGaAs:n dielektrisyysvakio ja d_d on tyhjennysalueen leveys AlGaAs:n puolella. Sähkövuontiheyden jatkuvuusehdosta saadaan riippuvuus sähkökentälle

$$E_s = \frac{qN_d}{\epsilon_1} d_d. \quad (4.9)$$

Tästä saadaan pintakonsentraatiolle lauseke yhdistämällä yhtälöt (4.4) ja (4.9)

$$n_s = N_d d_d. \quad (4.10)$$

Sähköstaattinen potentiaaliero liitoksessa on

$$\Delta V_2 = q \left\{ \frac{1}{2} \frac{qN_d}{\epsilon_2} d_d^2 + E(d_i) \cdot d_i \right\}, \quad (4.11)$$

missä d_i on seostamattoman AlGaAs-kerroksen paksuus. Toisaalta energiavyödiagrammin mukaan (Kuva 4.1) voidaan kirjoittaa

$$\Delta \mathcal{E}_{F2} + \Delta V_2 = \Delta \mathcal{E}_c - \mathcal{E}_F. \quad (4.12)$$

Yhdistämällä yhtälöt (4.10), (4.11) ja (4.12) voidaan pintakonsentraatiolle kirjoittaa

$$n_s = \sqrt{\frac{2\epsilon_2 N_D}{q} (\Delta \mathcal{E}_c - \mathcal{E}_{F2} - \mathcal{E}_F + N_D^2 d_i^2)} - N_d d_i. \quad (4.13)$$

Nyt yhtälöistä (4.7) ja (4.13) voidaan ratkaista pintakonsentraatio, jos Fermi-energia tiedetään [3].

4.1.2 Hilaohjaus

Hila AlGaAs-kerroksen päällä muuttaa energiavyödiagrammia. Lineaarinen varausohjausmalli on teoria, jota käytetään eniten kuvaamaan hilaohjauksen vaikutusta. Vastaavuus tämän teorian ja kokeellisten tulosten välillä on hyvä. Varauksenkuljettajien riippuvuudelle hilajännitteestä V_{gs} voidaan kirjoittaa yhtälö, joka korvaa yhtälön (4.13)

$$n_s = \frac{\epsilon}{q(d_d + d_i + \Delta d)}(V_{gs} - V_{th}), \quad (4.14)$$

missä d_d on seostetun AlGaAs:n paksuus, d_i on seostamattoman AlGaAs:n paksuus, Δd on aaltofunktion etäisyys kaivossa GaAs:n ja AlGaAs:n rajapinnasta ja V_{th} on kynnysjännite. Kynnysjännitteelle voidaan kirjoittaa

$$V_{th} = \phi_b - \Delta\mathcal{E}_c - \frac{qN_D d_d^2}{2\epsilon} + \Delta\mathcal{E}_{F0}, \quad (4.15)$$

missä ϕ_b on liitoksen sisäinen jännite, $\Delta\mathcal{E}_c$ on johtavuusvyön epäjatkuvuus ja $\Delta\mathcal{E}_{F0}$ Fermi-energia tasapainotilassa. Yhtälössä (4.14) esiintyvä ensimmäinen termi vastaa hilan geometrista kapasitanssitiheyttä eli yhtälö (4.14) voidaan kirjoittaa muodossa

$$qn_s = C_0 (V_{gs} - V_{th}). \quad (4.16)$$

Tärkeintä MODFET:n toiminnan kannalta on saada mahdollisimman paljon varauksenkuljettajia MODFET:n kanavaan. Osa vapaista varauksenkuljettajista voi kerääntyä myös AlGaAs-kerrokseen, mistä on seurauksena varauksenkuljettajien vähentyminen ja ylimääräisen kapasitanssin syntyminen.

4.1.3 DC-karakterisointi

Kenttävaikutustransistorin kanavan virta riippuu hilajännitteestä sekä lähteen ja nielun välisestä jännitteestä. Virralle voidaan johtaa yksinkertainen riippuvuus hilajännitteestä olettamalla, että elektronien nopeus on vakio sekä lähteen ja nielun välinen jännite on paikasta riippuvainen $V(x)$. Tämä jännite voidaan suoraan lisätä hilajännitteeseen ja yhtälö (4.16) saadaan muotoon

$$qn_s = C_0 (V_{gs} - V_{th} - V(x)). \quad (4.17)$$

Kanavan resistanssi saadaan resistiivisyyden lausekkeesta, eli jännitteen ja virran väliselle suhteelle kanavassa voidaan kirjoittaa

$$dV = dRI_{ds} = \frac{dx}{q\mu n_s W} I_{ds}. \quad (4.18)$$

Sijoittamalla tähän yhtälö (4.17) saadaan

$$dV = \frac{dx}{\mu W C_0 \{V_{gs} - V_{th} - V(x)\}} I_{ds} \quad (4.19)$$

$$\Rightarrow \mu C_0 W \{V_{gs} - V_{th} - V(x)\} dV = I_{ds} dx \quad (4.20)$$

$$\Rightarrow \mu C_0 W \left\{ (V_{gs} - V_{th}) V_{ds} - \frac{1}{2} V_{ds}^2 \right\} = L I_{ds}, \quad (4.21)$$

missä on integroitu kanavan päästä päähän eli pituuden L verran. Jännite muuttuu tällöin 0:sta V_{ds} :n. Virralle saadaan yksinkertainen lauseke

$$I_{ds} = \frac{\mu C_0 W}{L} \left\{ (V_{gs} - V_{th}) V_{ds} - \frac{1}{2} V_{ds}^2 \right\}. \quad (4.22)$$

Parempi malli saadaan, jos elektronien nopeutta v ei pidetä vakiona [3]. Nopeus riippuu sähkökentästä E ja tälle yhteydelle voidaan kirjoittaa

$$v = \frac{\mu E}{1 + \mu \frac{E}{v_s}}, \quad (4.23)$$

missä v_s on elektronien kyllästymisnopeus, μ on elektronien liikkuvuus ja E on sähkökenttä. Kirjoittamalla liikkuvuudelle yhteys $\mu = \frac{v}{E}$ ja muistamalla, että $E = -\frac{dV}{dx}$ saadaan yhtälö (4.19) muotoon

$$I_{ds} = \frac{\mu E}{1 + \frac{\mu E}{v_s}} C_0 W [V_{gs} - V_{th} - V(x)] \quad (4.24)$$

Kirjoittamalla sähkökenttä taas muotoon $E = -\frac{dV}{dx}$ ja integroimalla saadaan virralle yhtälö

$$I_{ds} = \frac{\mu C_0 W \left\{ (V_{gs} - V_{th}) V_{ds} - \frac{1}{2} V_{ds}^2 \right\}}{L + \frac{\mu}{v_s} V_{ds}}. \quad (4.25)$$

Yhtälöistä (4.24) ja (4.25) voidaan ratkaista virran lauseke kyllästysalueella

$$I_{dss} = \frac{2\mu C_0 W}{L} \frac{(V_{gs} - V_{th})^2}{\left\{ 1 + \left[1 + \frac{2\mu(V_{gs} - V_{th})}{v_s L} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^2}. \quad (4.26)$$

Tästä virranlausekkeesta voidaan ratkaista MODFET:n tärkeä parametri, transkonduktanssi g_m . Transkonduktanssi on määritelty

$$g_m = \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}}, \quad (4.27)$$

kun $V_{ds} = \text{vakio}$. Kyllästysalueella transkonduktanssille saadaan

$$g_m^{\text{sat}} = \frac{\partial I_{dss}}{\partial V_{gs}} = \frac{2\mu C_0 W}{L} (V_{gs} - V_{th}) \left[1 + \frac{2\mu(V_{gs} - V_{th})}{v_s L} + \left(1 + \frac{2\mu(V_{gs} - V_{th})}{v_s L} \right)^{1/2} \right]^{-1}. \quad (4.28)$$

Yhtälöstä (4.28) voidaan edelleen ratkaista maksimitranskonduktanssi

$$g_m^{\text{max}} = \frac{q\mu W n_s}{L} \left\{ 1 + \left(\frac{q\mu n_s}{C_0 v_s L} \right)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}}. \quad (4.29)$$

Kun hilan pituus on lyhyt maksimitranskonduktanssia voidaan arvioida kaavalla

$$g_m^{\text{max}} \approx C_0 v_s W. \quad (4.30)$$

Mitattu transkonduktanssi on aina pienempi kuin esimerkiksi yhtälö (4.30) antaa ymmärtää. Tämä johtuu nieluresistanssista ja vastinpiiritarkastelun avulla voidaan ulkoiselle maksimitranskonduktanssille kirjoittaa

$$g_{me}^{\text{max}} = \frac{g_m^{\text{max}}}{1 + R_s g_m^{\text{max}}}, \quad (4.31)$$

missä R_s on lähteen sarjaresistanssi.

Transkonduktanssin avulla taas saadaan transistorin ylärajataajuus, joka on

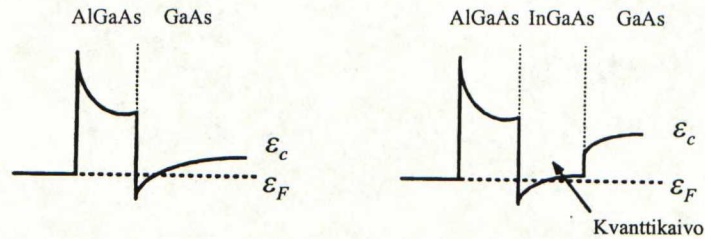
$$f_T = \frac{g_m}{2\pi C_{gs}} = \frac{v_s}{2\pi L}, \quad (4.32)$$

missä C_{gs} on hilakapasitanssi. Yhtälö (4.32) on tärkeä MODFET-transistorien suunnittelussa.

4.2 Jännitettyjen kerrosten käyttö MODFET-transistorissa

AlGaAs/GaAs-heteroliitokseen perustuvien transistorien ongelmaksi on havaittu AlGaAs:ssa olevat DX-keskukset, jotka aiheuttavat fotojohtavuutta ja poikkeavuuksia jännite-virta-käyrissä. Koska rajoituksina toimivuuden kannalta ovat lisäksi pieni johtavuusvyön epäjatkuvuus ja rajoitettu 2-dimensionaalisen elektronikaasun konsentraatio, alettiin voimakkaasti tutkia uusia materiaalivaihtoehtoja. Hilasovitettujen materiaalien vaihtoehtoksi tuli $\text{Al}_{0,48}\text{Ga}_{0,52}/\text{Ga}_{0,48}\text{In}_{0,53}\text{As}$, joka on hilasovitettu InP:n kanssa.

1980-luvulla monilta eri tahoilta esitettiin jännitettyjen, ohuiden InGaAs-kerrosten käyttöä GaAs:n tilalla johtavana kanavana. InGaAs:n avulla saatiin suurempi $\Delta\mathcal{E}_c$ ja lisäksi päästiin eroon DX-keskusten tuomasta ongelmasta, koska voitiin käyttää alhaisia alumiinin mooliosuuksia päälimmäisessä AlGaAs-kerroksessa. Kuvassa 4.2 on AlGaAs/GaAs ja AlGaAs/InGaAs/GaAs-transistorin vyö rakenne. Kuvasta huomaa, että käyttämällä InGaAs-kaivoa saadaan rakenne, jonne varauksenkuljettajat kerääntyvät ”tehokkaammin”. Lisäksi verrattuna InP-pohjaisiin transistoreihin etuna oli helpommat kasvatusmenetelmät. Pian InGaAs-transistoreille saatiin paljon parempia suoritusarvoja kuin perinteisille AlGaAs-transistoreille [27].



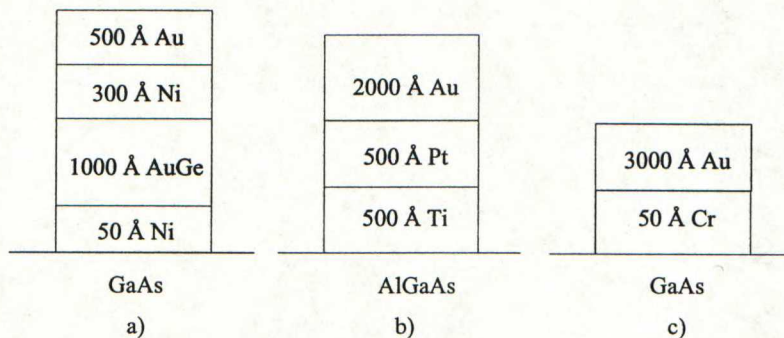
Kuva 4.2: AlGaAs/GaAs- ja AlGaAs/InGaAs/GaAs-transistorien energiavyö rakenteet [28].

Edellisessä kappaleessa suoritettua yksinkertaista analyttistä tarkastelua pohjalta tiedetään, että suurempi johtavuusvyön epäjatkuvuus aiheuttaa suuremman varauksenkuljettajien pintatiheyden (yhtälö (4.13)). Tämä taas johtaa suurempiin virran arvoihin (yhtälö (4.22)). Kun tähän yhdistetään, että InGaAs-yhdisteessä on suurempi elektronien nopeus ja liikkuvuus kuin GaAs:lla, niin seurauksena on suurempi transkonduktanssi (yhtälö (4.29)). Suurempi transkonduktanssi taas aiheuttaa suuremman ylärajataajuuden (yhtälö (4.32)). Siis InGaAs-kanavan käytöstä on kiistatta etuja MODFET-transistoreissa.

5 Komponenttien prosessointi

5.1 Käytetyt prosessijaksot

Prosessointivaiheet perustuvat Elektronifysiikan laboratoriossa aikaisemmin käytettyihin, hyviksi havaittuihin menetelmiin [29]. Kaikissa komponenteissa toistuvat samat vaiheet - MESA-portaan tekeminen tavallisella kuvioinnilla sekä hilametalloinnin, ohmisen kontaktin ja johdotusmetalloinnin tekeminen lift-off-tekniikalla. Käytetyt metallikerrokset ovat kuvassa 5.1 ja ne tehdään MBE-laitteessa höyrystämällä metallia elektronisuihkulla.



Kuva 5.1: a) ohminen kontaktointi, b) hilametallointi ja c) johdotusmetallointi.

MESA-kuviointi Mesa-porras tehdään "tavallisella" kuvioinnilla. Tätä prosessijaksoa käytetään myös kontaktiaukkojen kuvioimiseen.

1. Pesu asetonissa ja ultraääni käsittely noin 5 minuuttia.
2. HMDS-käsittely 15 minuuttia.
3. Resistointi. Resist AZ5214. Spinnerin kierrosnopeus 4000 rpm, aika 25 sekuntia ja kiihtyvyys 0,2 sekuntia.
4. Esipaisto 90°C:ssa uunissa 20 minuuttia.
5. Valotus maskilla 24 sekuntia.
6. Kehitys liuoksessa, jossa on kehitettä AZ400K ja vettä suhteessa 1:4. Kehitysaika on yksi minuutti ja 10 sekuntia.

Lift-off-kuviointi Ohmiset kontaktit, Schottky-kontaktit ja johdotus tehdään lift-off-käsittelyllä.

1. Pesu asetonissa ja ultraäänikäsittely noin 5 minuuttia.
2. HMDS-käsittely 15 minuuttia.
3. Resistointi. Resist AZ5214. Spinnerin kierrosnopeus 4000 rpm, aika 25 sekuntia ja kiihtyvyys 0,2 sekuntia.
4. Esipaisto 90°C:ssa uunissa 20 minuuttia.
5. Kääntövalotus 2,3 sekuntia.
6. Odotus 20 minuuttia.
7. Kääntöpaisto 105°C:ssa uunissa 15 minuuttia.
8. Valotus MESA-maskilla 24 sekuntia.
9. Kehitys liuoksessa, jossa on kehitettä AZ351 ja vettä suhteessa 1:4. Kehitysaika on yksi minuutti.
10. Valotus maskilla 45 sekuntia.
11. Kehitys liuoksessa, jossa on kehitettä AZ351 ja vettä suhteessa 1:4. Kehitysaika on yksi minuutti ja 45 sekuntia.

Eristekerroksen kasvattaminen Komponenttien pintaa suojaamaan käytetään piinitridiä Si_xN_y , missä $x \approx 3$ ja $y \approx 4$. Tämän eristekerroksen paksuus on tavallisesti 100 nm, ja se kasvatetaan PECVD:llä (*Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition*).

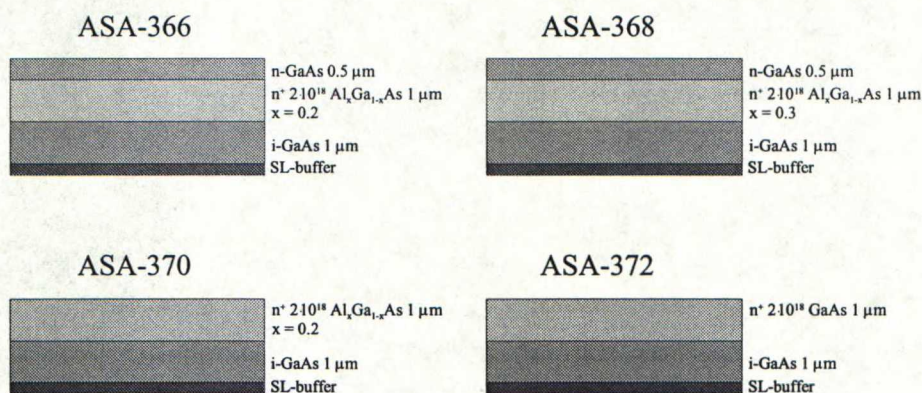
Etsaus Etsausta käytetään MESA-rakenteen aikaansaamiseksi sekä hilaresessoinnissa. GaAs-pohjaisten komponenttien etsauksessa on käytetty sekä märkä- että kuivaetsausta. Näistä kuivaetsaus on osoittautunut paremmaksi. Kuivaetsaus tehdään reaktiivisella ionietsauksella (RIE), jonka avulla voi etsata selektiivisesti GaAs:a $\text{SF}_6/\text{SiCl}_4$ -seoksella. Pelkkä SiCl_4 -kaasu etsaa AlGaAs:a ja GaAs:a [29]. Lisäksi piinitridiä on etsattu SF_6 -kaasulla, tai siihen on käytetty kemiallista plasmaetsausta (KPE). Märkäetsaus tehdään GaAs:lle ja AlGaAs:lle sitruunahappoliuoksessa, jossa etsausnopeus on noin 3 Å/s. Selektiivisenä etsinä GaAs:lle käytetään $\text{NH}_3\text{-H}_2\text{O}_2$ -liuosta, joka ei etsaa AlGaAs:a.

Ohmisten kontaktien lämpökäsittely Ohmiselle kontaktille tehdään lämpökäsittely VTT:n Olarinluoman laboratorion RTA-uunilla. Käytetty lämpötila on 465°C ja käsittelyaika on 90 sekuntia.

5.2 Schottky-diodien valmistus

5.2.1 Schottky-diodien MBE-kasvatus

Schottky-liitos on kriittinen tekijä lähes kaikissa puolijohdekomponenteissa, niin myös transistoreissa. Suurimmat ongelmat GaAs-komponenttien prosessoinnissa liittyvätkin hyvän Schottky-liitoksen valmistukseen [29]. Schottky-liitosta tutkittiin erikseen valmistamalla Schottky-diodeja, joissa puolijohteen koostumus vaihteli. Kuvassa 5.2 on tutkittavien diodien kasvatetut kerrokset. Tarkoitus oli verrata Schottky-liitosta eri $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -pintoihin x :n ollessa 0, 0,2 ja 0,3. Lisäksi yhdessä näytteessä sekä ohminen että Schottky-kontakti tehtiin $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$:n pinnalle. Tutkittavat näytteet olivat ASA-366, ASA-368, ASA-370 ja ASA-372. Kaikki näytteet prosessoitiin yhtäaikaan, jotta käsittely olisi luotettavien mittaustuloksien kannalta mahdollisimman samanlainen.



Kuva 5.2: Tutkittavien Schottky-diodien rakenteet.

5.2.2 Schottky-diodien prosessointivaiheet

Kuvassa 5.3 on esitetty Schottky-diodien valmistusvaiheita. Prosessointivaiheet etenivät seuraavasti:

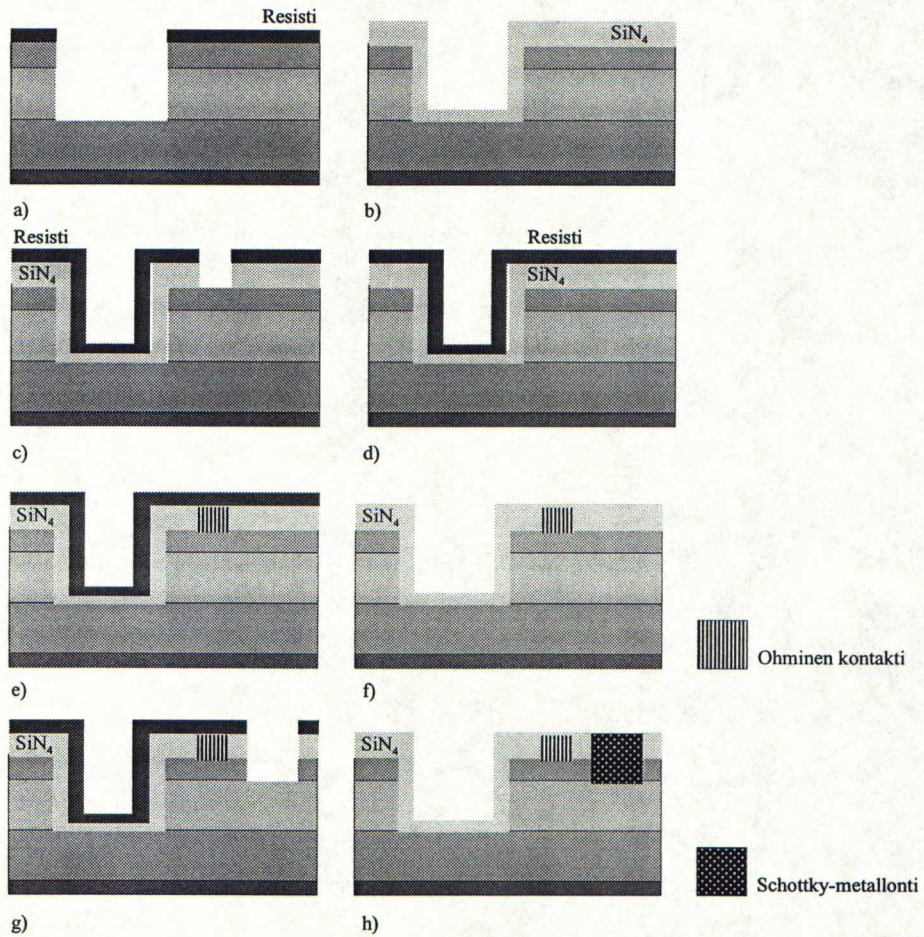
1. MESA-kuviointi.
2. Dippauskäsittely

- (a) Dippaus 30 sekuntia lioksessa, jossa on ammoniakkia NH_3 ja vettä suhteessa 1:85. Huuhtelu juoksevan veden alla.
- (b) Dippaus 30 sekuntia lioksessa, jossa on suolahappoa ja vettä suhteessa 1:1.
- 3. MESA:n etsaus sitruunahappolioksella. Aika 10 minuuttia (Kuva 5.3 a).
- 4. Eristekerroksen kasvattaminen eli piinitridiä 100 nm (Kuva 5.3 b).
- 5. Ohmisten kontaktien kuviointi (Kuva 5.3 c ja d).
- 6. Piinitridin etsaus KPE:llä. Aika 1 minuutti.
- 7. Dippauskäsittely
 - (a) Dippaus 30 sekuntia lioksessa, jossa on ammoniakkia NH_3 ja vettä suhteessa 1:85. Huuhtelu juoksevan veden alla.
 - (b) Dippaus 30 sekuntia lioksessa, jossa on suolahappoa ja vettä suhteessa 1:1.
- 8. Ohmisten kontaktimetallien höyrystys (Kuva 5.3 e).
- 9. RTA-lämpökäsittely.
- 10. Lift-off.
- 11. Hilan kuviointi (Kuva 5.3 f ja g).
- 12. Piinitridin etsaus.
- 13. Hilaresessointi eli etsaus RIE:lla.
- 14. Dippauskäsittely
 - (a) Dippaus 30 sekuntia lioksessa, jossa on ammoniakkia NH_3 ja vettä suhteessa 1:85. Huuhtelu juoksevan veden alla.
 - (b) Dippaus 30 sekuntia lioksessa, jossa on suolahappoa ja vettä suhteessa 1:1.
- 15. Hilametallien höyrystys (Kuva 5.3h).
- 16. Lift-off.
- 17. Johdotuksen kuviointi.
- 18. Piinitridin etsaus KPE:lla.
- 19. Dippauskäsittely
 - (a) Dippaus 30 sekuntia lioksessa, jossa on ammoniakkia NH_3 ja vettä suhteessa 1:85. Huuhtelu juoksevan veden alla.

(b) Dippaus 30 sekuntia liuoksessa, jossa on suolahappoa ja vettä suhteessa 1:1.

20. Johdotusmetallien höyrystys.

21. Lift-off.



Kuva 5.3: Schottky-diodien valmistusvaiheita.

5.3 InGaAs-transistorien valmistus

5.3.1 Transistorien MBE-kasvatus

InGaAs-kaivoon perustuvien transistorien kasvatus ei juuri poikkea perinteisten AlGaAs/GaAs-transistorien kasvatukselta. Ainoastaan kasvatuslämpötilaa InGaAs-kerroksen aikana

on madallettava, koska on todistettu kokeellisesti, että korkeissa lämpötiloissa kasvatettujen InGaAs-kerrosten kriittinen paksuus on pienempi.

Transistorirakenteet kasvatettiin MBE:llä. Rakenteita kasvatettiin kolme kappaletta - ASA-391, ASA-393 ja ASA-394 (Kuvat 5.4, 5.5 ja 5.6). Lisäksi kasvatettiin testipala 1/4-kiekolle eli näyte ASA-392, jolle tehtiin PL- ja liikkuvuusmittaukset. Rakenne oli samanlainen kuin näytteessä ASA-391. CAP-kerros seostettiin piillä ja seostustiheys oli $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Myös AlGaAs-kerros seostettiin piillä (seostus $1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Kahdessa näytteessä oli pseudomorfinen InGaAs-kerros. Nämä näytteet erosivat siinä, että toisessa oli ohut GaAs-kerros InGaAs:n päällä (ASA-393). Tämä siksi, että sen luullaan estävän indiumin diffuusiota ja indiumin "kasaantumista" (*segregation*) kasvatuksen jatkuessa. Tämä "kasaantuminen" on siis indiumin atomien kerääntymistä yhteen paikkaan sen sijaan, että ne asettuisivat kidepaikoilleen. Tuloksena on huono laatu epikerroksen pinnalla [3]. Kolmas näyte oli samanlainen kuin kaksi muuta, mutta ilman InGaAs-kerrosta (ASA-394). Näin saataisiin hyvä vertauspohja siihen, onko InGaAs-kerroksen käyttämisestä merkittävää hyötyä.

InGaAs-kerroksen kasvatuksen ajaksi substraatin lämpötilaa laskettiin siten, että kasvatus keskeytettiin ja lämpötilaa laskettiin noin 1°C sekunnissa. Koska tarkoituksena oli kasvattaa InGaAs lämpötilassa, joka olisi noin 120°C alhaisempi kun oksidin poistumislämpötila, keskeytyksen kesto oli noin 120 sekuntia. InGaAs-kerroksen jälkeen kasvatus keskeytettiin jälleen, ja substraatin lämpötila nostettiin takaisin normaaliin kasvatuslämpötilaan, joka oli näiden transistorien kohdalla oksidinpoistumislämpötilaa noin 30°C alhaisempi. Taulukossa 5.2 on eri rakenteiden oksidin poistumis- ja kasvatuslämpötilat. Lämpötilalukemat on saatu pyrometrasta, joka antaa substraatin tarkan lämpötilan ja jonka lukema poikkeaa hieman termoelementin lukemasta. Taulukossa 5.1 on käytettyjen kennojen lämpötilat sekä halutut vuot.

GaAs	$3 \cdot 10^{18}$	350 Å
$\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$	$1.5 \cdot 10^{18}$	400 Å
$\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$		30 Å
$\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$		100 Å
GaAs		9000 Å
SL-buffer		
GaAs		600 ML

Kuva 5.4: Transistorirakenne ASA-391.

GaAs	$3 \cdot 10^{18}$	350 Å
$\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$	$1.5 \cdot 10^{18}$	400 Å
$\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$		30 Å
GaAs		20 Å
$\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$		100 Å
GaAs		9000 Å
SL-buffer		
GaAs		600 ML

Kuva 5.5: Transistorirakenne ASA-393.

GaAs	$3 \cdot 10^{18}$	350 Å
$\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$	$1.5 \cdot 10^{18}$	400 Å
$\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$		30 Å
GaAs		9000 Å
SL-buffer		
GaAs		600 ML

Kuva 5.6: Transistorirakenne ASA-394.

Taulukko 5.1: Transistorirakenteiden MBE-kasvatustemperatuurit.

Näyte	Oksidin poistumislämpötila °C	Kasvatus- lämpötila °C	InGaAs:n kasvatustemperatuurit °C
ASA-391	613	589	483
ASA-392	592	570	473
ASA-393	639	615	519
ASA-394	618	595	-

Taulukko 5.2: Kennojen lämpötilat ja materiaalien vuot kasvatuksen aikana.

Kenno	Lämpötila °C	Vuo $\frac{ML}{s}$
Ga	920.8	1
As	245	-
In	515	0.25
Al	1127	0.33
Si	1050	-

5.3.2 InGaAs:n etsauskokeet

Pseudomorfit InGaAs-transistorit soveltuvat hyvin jo kehitettyihin AlGaAs/GaAs-transistoriprosesseihin. Ainoa ero on InGaAs:n etsaaminen MESA-rakennetta tehdessä. Kuitenkin etsauksen voi kuvitella olevan hyvin samantapainen prosessi kuin AlGaAs:n etsaaminen [30]. Etsinä käytettiin 50 %:sta sitruunahappoliuosta, joka etsaa hyvin samantapaisesti sekä GaAs:a että AlGaAs:a. InGaAs:n etsauskokeet tehtiin kasvatetuille kvanttikaivorakenteille. Nämä rakenteet olivat kuitenkin liian ohuita InGaAs:n tarkan etsaantumisnopeuden määrittämiseen, mutta kokeista saatiin se varmuus, että InGaAs-kerrokset etsaantuvat sitruunahappoliuoksella ja lähes samalla nopeudella kuin AlGaAs-kerrokset.

Tehtäessä testipalaksi kasvatetusta näytteestä ASA-392 liikkuvuusmittaukseen testirakenteita, niitä etsattiin RIE:llä. MESA-etsausta vastaava kerros etsaantui hyvin samoilla kaasuilla kuin AlGaAs ja GaAs. Tämä koe siis varmisti, että RIE-etsausta voitaisiin käyttää myös varsinaisten transistorien MESA-etsauksessa.

5.3.3 Transistorien prosessointivaiheet

1. Kohdistusmerkkien kuviointi - MESA-kuviointi.
2. Dippaus 30 sekuntia liuoksessa, jossa on suolahappoa ja vettä suhteessa 1:1.
3. Etsaus sitruunahappoliuoksessa kolmen minuutin ajan.
4. Ohmisten kontaktien kuviointi.
5. Metallikerrosten höyrystys.
6. Lift-off.
7. Hilakuviointi.
8. Hilaresessointi RIE:lla.
9. Hilan metallikerrosten höyrystäminen.
10. Lift-off.
11. Dippaus 30 sekuntia liuoksessa, jossa on suolahappoa ja vettä suhteessa 1:1.
12. Eristekerroksen kasvattaminen PEVCD:lla.
13. MESA-kuviointi.
14. Nitridin etsaus ja MESA-etsaus RIE:llä. Näytteelle ASA-391 nitridin etsaus tehtiin KPE:llä.
15. Märkäetsaus sitruunahapossa näytteelle ASA-391, koska RIE-etsaus ei mennyt tarpeeksi syvälle.
16. Uuden eristekerroksen kasvattaminen.
17. Kontaktiaukkojen kuviointi (MESA-kuviointi ja valotus kolmella maskilla)
18. Kontaktiaukkojen etsaus KPE:lla ja ylimääräisen resistin poisto asetonissa.
19. Johdotuksen kuviointi.
20. Johdotusmetallien höyrystys.
21. Lift-off.

Transistorien prosessointi onnistui pääosiltaan hyvin. Näytteen ASA-394 johdotusmetallointi epäonnistui, koska heti kromi-kerroksen kasvatuksen jälkeen MBE:n painemittari meni rikki, ja tyhjökammio oli avattava. Avauksen yhteydessä oksidikerros muodostui kromin pintaan, eikä päälle höyrystettävä kultakerros enää tarttunut kunolla kiinni.

6 Mittaukset

6.1 Schottky-diodien mittaukset

Tutkittaville Schottky-diodinäytteille tehtiin DC-mittaukset HP:n parametrianalysaattorilla 4142B. Tunnettu diodin virtayhtälö on muotoa

$$I_d \approx I_s \left\{ \exp\left(\frac{qV}{\eta kT}\right) - 1 \right\}, \quad (6.1)$$

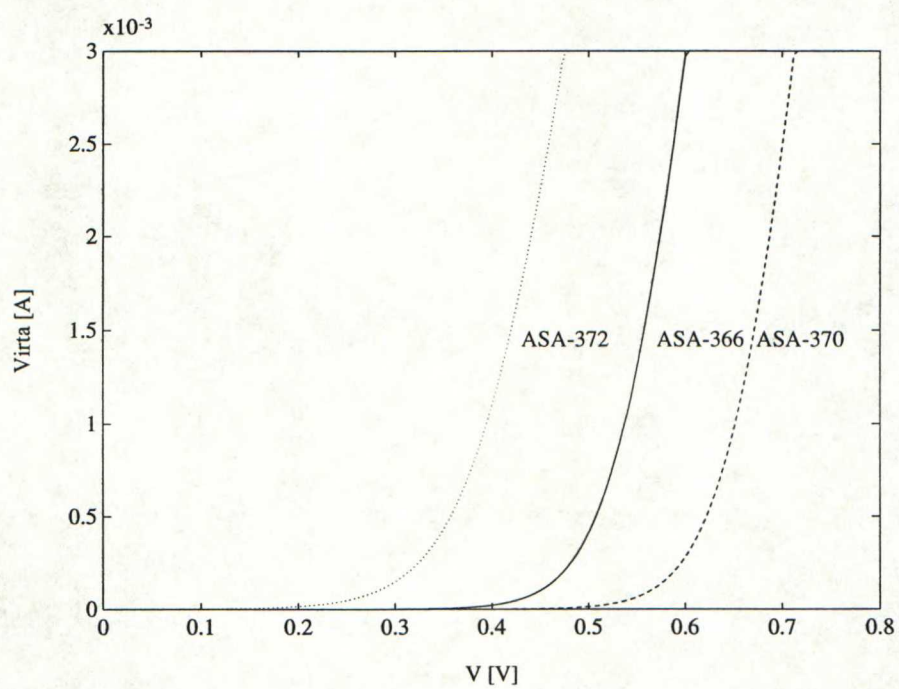
missä I_s on diodin kyllästysvirta, η on ns. ideaalisuuskerroin (ideaaliselle diodille η on yksi) ja jännite on muotoa $V = V_d - I \cdot R_s$, mikä sisältää diodin sisäisen sarjavastuksen R_s . Tähän ideaalisen diodin virta-jännite-yhtälöön voidaan sovittaa suora, josta saadaan ratkaistua ideaalisuuskerroin ja kyllästysvirrantiheys. Lisäksi suurilla jännitteillä virta kyllästyy, ja tästä osasta voidaan laskea sarjavastus [31]. Kuvassa 6.1 on kustakin näytteestä yhden, kullekin näytteelle tyypillisen diodin ominaiskäyrä myötäsuuntaan. Näistä ominaiskäyristä laskettiin diodin parametrit, jotka ovat taulukossa 6.1. Näytteen ASA-368 diodit eivät valitettavasti toimineet; niissä virta ei yksinkertaisesti kulkenut. Pienin estosuuntainen virta oli näytteessä ASA-370 ja suurin näytteessä ASA-372 eli näytteessä, jossa sekä ohminen että Schottky-kontakti tehtiin suoraan GaAs:n pintaan. Sarjavastukset ovat suuria kaikissa diodeissa.

Jännite, jolla diodi alkaa johtaa, vaihtelee suuresti eri näytteissä. Tämä kertonee seostuksen epävarmuudesta erityisesti AlGaAs-materiaalissa.

Taulukko 6.1: Diodien ideaalisuuskertoimet, saturaatiovirtatiheys ja sarjavastus.

Näyte	Al mooliosuus	Ideaalisuuskerroin	$J_s \left[\frac{\text{A}}{\text{cm}^2}\right]$	$R_s [\Omega]$
ASA-366	0,2	1,270	$1,106 \cdot 10^{-5}$	40,56
ASA-368	0,3	-	-	-
ASA-370	0,2	1,246	$2,435 \cdot 10^{-7}$	22,41
ASA-372	0	1,563	$1,087 \cdot 10^{-2}$	64,94

Lisäksi Schottky-diodien maskeissa oli ominaiskontaktivastuksen mittaamiseen tarkoitettu hakaristikuvio, josta voidaan mitata ko. vastus syöttämällä virtaa yhteen suuntaan ja mittaamalla tästä hakaristikuvion poikittainen jännite. Kontaktivastusmittauksen tulokset ovat taulukossa 6.2. Arvot ovat pieniä, ja kuvastavat sitä, että ohminen kontakti on hyvä. Kultakin näytteeltä mitattiin noin viitisenkymmentä diodia, minkä perusteella on taulukkoon 6.3 koottu karkeat saantoarviot. Eniten toimivia diodeja löytyi näytteestä ASA-372, joskin näissä diodeissa oli suuri vuotovirta. Näytteestä ASA-370



Kuva 6.1: Tutkittavien diodien myötäsuuntaiset jännite-virta-ominaiskäyrät.

löytyi vain muutama chippejä, joilla oli toimivia komponentteja. Näistä puolet kuitenkin olivat "hyviä" diodeja. Saanto on samaa luokkaa kuin aikaisemmin laboratoriossa valmistetuissa näytteissä.

Taulukko 6.2: Diodien ominaiskontaktivastukset.

Näyte	Ominaiskontaktivastus r_c [Ωcm^2]
ASA-366	$4,57 \cdot 10^{-6}$
ASA-368	-
ASA-370	$4,04 \cdot 10^{-6}$
ASA-372	$6,22 \cdot 10^{-6}$

Taulukko 6.3: Diodien saanto.

Näyte	Saanto
ASA-366	noin 50 %
ASA-368	-
ASA-370	noin 50 %
ASA-372	90 %

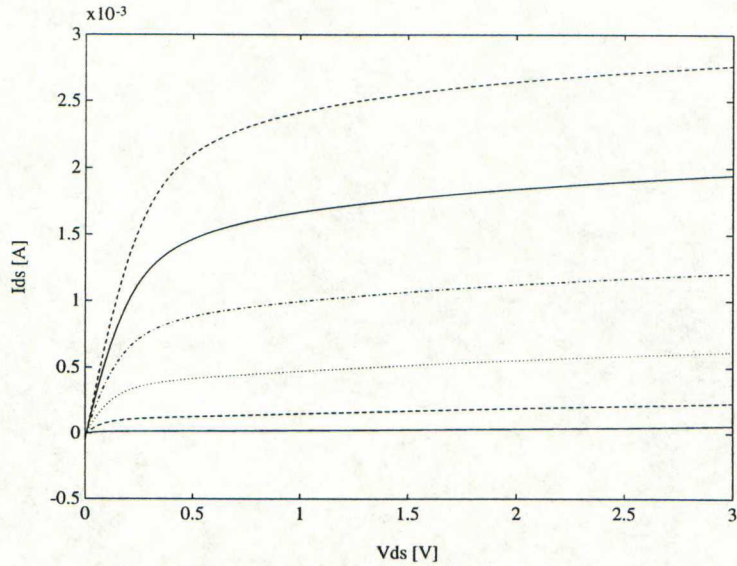
Diodeille tehtiin myös jännite-kapasitanssimittauksia HP:n impedanssianalysaattorilla 4192A. Nämä mittaukset tehtiin diodeille, joiden anodin pinta-ala oli $900 \mu\text{m}^2$. Kapasitanssin arvo oli noin 30 pF nollajännitteellä. Mittaamalla kapasitanssi jännitteen funktiona ja muodostamalla tuloksista $1/C^2 - V$ -käyrä, voidaan helposti määrittää sisäinen jännite ja seostustiheys. Tuloksista saatiin esimerkiksi näytteen ASA-372 diodien sisäiseksi jännitteeksi noin 2,7 V ja seostustiheydeksi noin 10^{22} 1/cm^3 . Nämä arvot ovat liian suuria ja todennäköistä onkin, että kapasitanssin arvo on liian pieni mitattavaksi impedanssianalysaattorilla (alaraja noin 1pF). Jos kapasitanssin arvo on noin 30 pF, niin geometrisen kapasitanssin kaavasta laskettuna tyhjennysalueen suuruudeksi tulisi noin 3 Å - 4 Å, mikä on epäfysikaalisen pieni arvo.

6.2 MODFET-transistorien ominaiskäyrät

Transistoreista mitattiin ominaiskäyrät HP:n parametrianalysaattorilla 4241B. Ominaiskäyrä saadaan mittaamalla kanavassa kulkeva virta I_{ds} jännitteen V_{ds} funktiona. Mittaamalla edelleen kanavan virta hilajännitteen V_{gs} funktiona, saadaan transistorin transkonduktanssi g_m määrättyä (yhtälö (4.27)). Transkonduktanssi on tärkein DC-

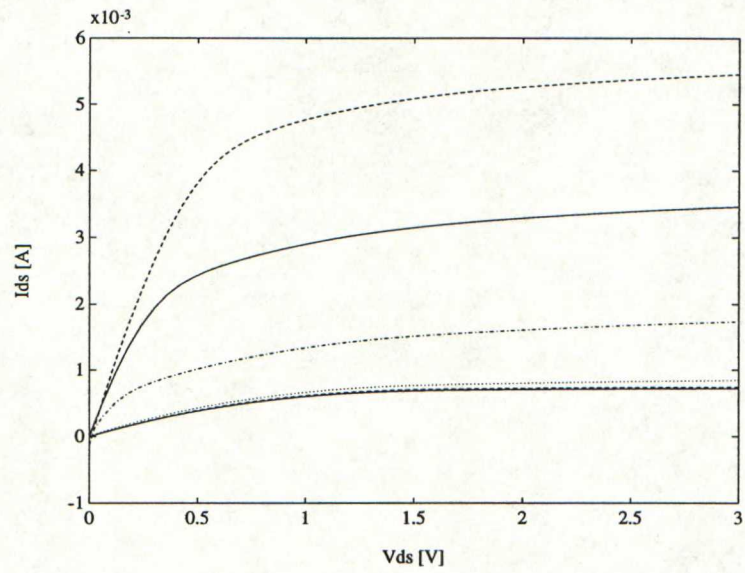
kuvaajasta saatava transistorin "hyvyyden" mitta. Tästä samasta kuvaajasta saadaan myös kynnysjännite (V_{th}), jonka arvoa on helppo verrata analyttisen mallin mukaiseen teoreettiseen arvoon (yhtälö (4.15)).

Kuvissa 6.2, 6.3 ja 6.4 on esitetty kaikkien valmistusprosessissa olleiden transistorien ominaiskäyrät. Virta kaikissa transistoreissa jäi aika pieneksi. Transistori, jossa virta oli suurin löytyi näytteestä ASA-394, eli suurimmillaan noin 5 mA luokkaa. Tästä näytteestä puuttui InGaAs-kerros, joten voisi olettaa, että osaksi näin alhaiset virrat johtuvat InGaAs-kerroksesta tai huonoista rajapinnoista InGaAs:n ja AlGaAs:n tai GaAs:n välillä. Sarjavastus kaikissa transistoreissa on suuri, koska lineaarisella alueella ominaiskäyrät kallistuvat voimakkaasti. Kynnysjännite kaikissa transistoreissa on positiivinen. Taulukossa 6.4 on esitetty kunkin transistorin $I_{ds} - V_{gs}$ -kuvaajista saadut kynnysjännitteiden arvot sekä kaavan 4.15 avulla lasketut, teoreettiset arvot. Transistorien $I_{ds} - V_{gs}$ -käyrät on esitetty Kuvissa 6.5, 6.6 ja 6.7, ja lisäksi niissä näkyy sovitettu suora, jonka avulla kynnysjännitteet on saatu. Kynnysjännitteiden arvot poikkeavat keskimäärin 1,2 V teoreettisista arvoista. Seostus on luultavasti aiottua alhaisempi. Jotta kynnysjännite olisi positiivinen, niin seostuksen pitäisi olla noin kahdeksan kertaa pienempi kuin haluttu seostus.

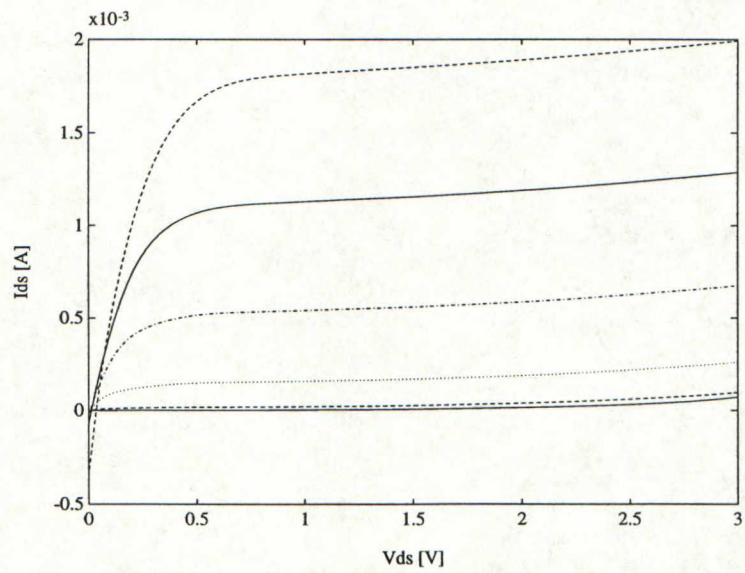


Kuva 6.2: ASA-393 ominaiskäyrä.

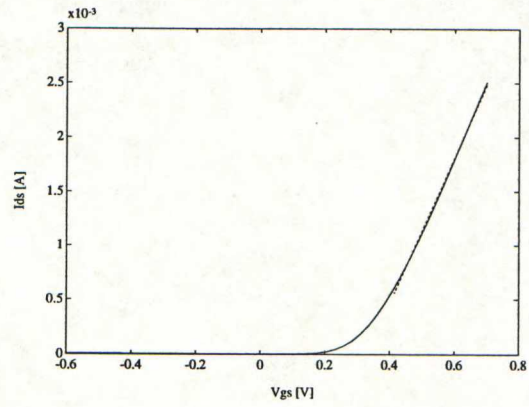
Kuvassa 6.8 on kaikkien kolmen transistorin $g_m - V_{gs}$ -käyrät. Transkonduktanssi transistoreissa on tyypillisesti noin (220 - 250) mS/mm. Arvot ovat aika pieniä, ja sitä etua, mikä pitäisi tulla InGaAs-kerrosten käytöstä, ei saavutettu. Transkonduktanssi oli jois-



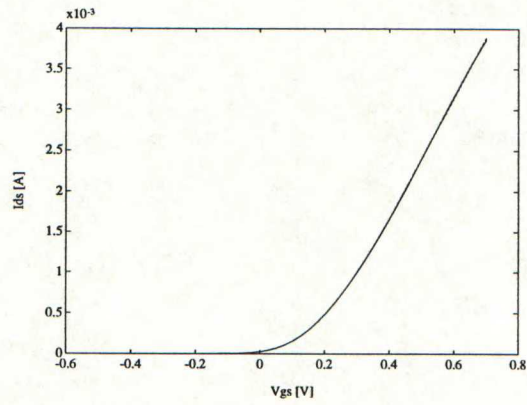
Kuva 6.3: ASA-394 ominaiskäyrä.



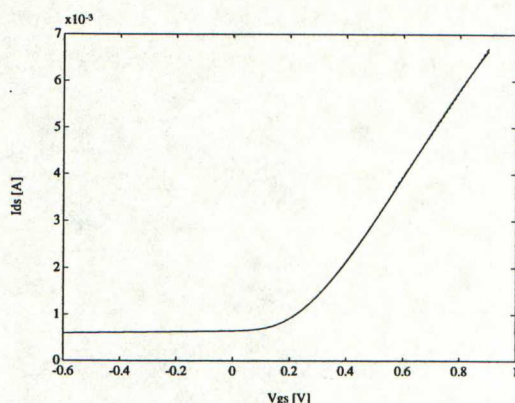
Kuva 6.4: ASA-391 ominaiskäyrä.



Kuva 6.5: Transistorin ASA-391 $I_{ds} - V_{gs}$ -käyrä.



Kuva 6.6: Transistorin ASA-393 $I_{ds} - V_{gs}$ -käyrä.



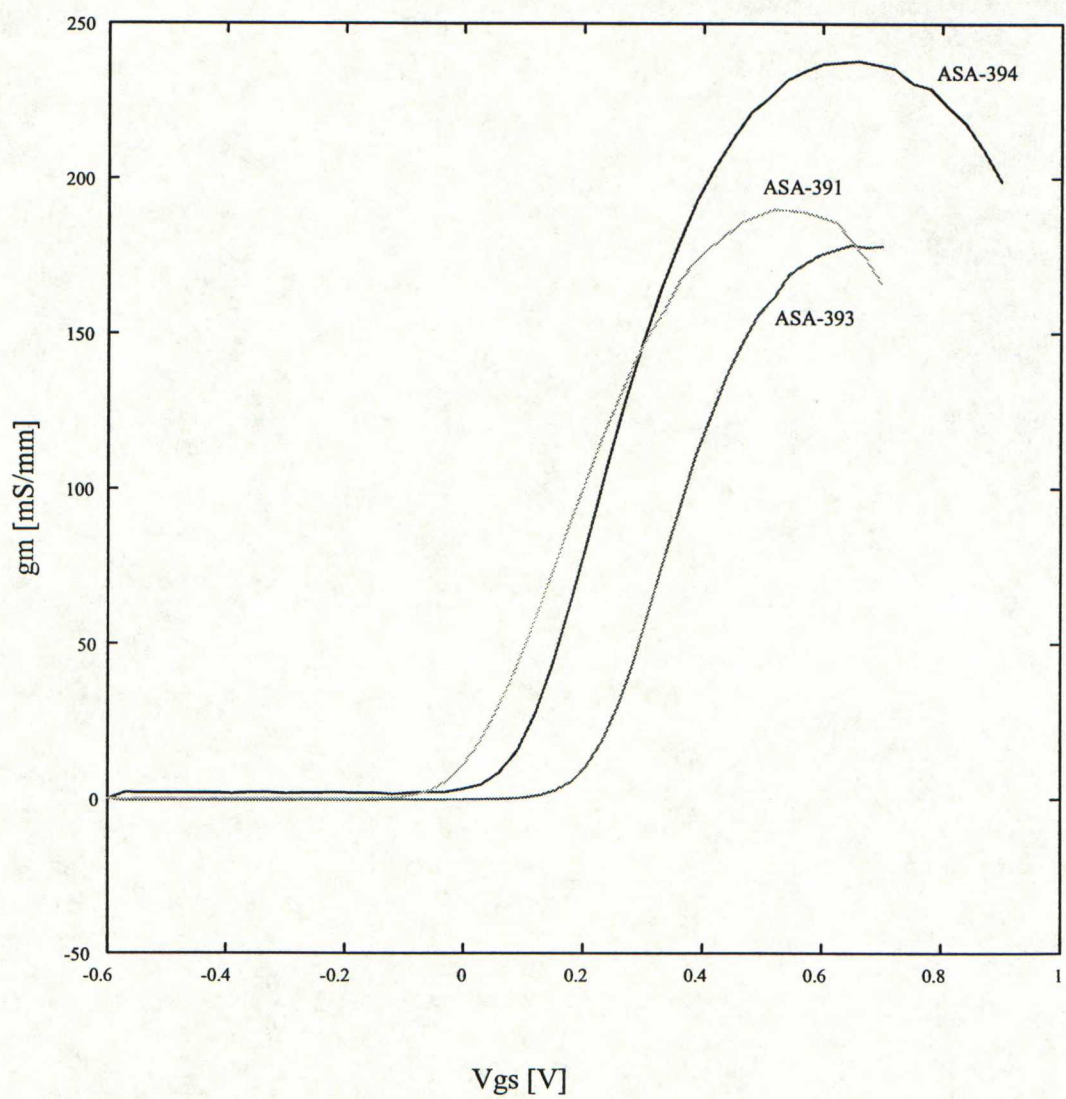
Kuva 6.7: Transistorin ASA-394 $I_{ds} - V_{gs}$ -käyrä.

sakin transistoreissa yli 300 mS/mm, mutta virta näissä transistoreissa on huomattavan alhainen ja vuotovirta on suuri.

Taulukko 6.4: Transistorien mitatut ja teoreettiset kynnysjännitteiden arvot.

Näyte	Mitattu kynnysjännite	Laskettu kynnysjännite
ASA-391	0,365 V	$\sim -1,16$
ASA-393	0,176 V	$\sim -1,16$
ASA-394	0,168 V	$\sim -1,01$

Valmistetuissa näytteissä oli myös kontaktivastuksen R_c mittaamiseen tarkoitettu siirtolinjakuvio eli TLM-kuvio (*Transmission Line Model*). Sillä mitataan kontaktimetallointien välinen vastus R metallointien välimatkan l funktiona. Mittaustulosten perusteella saadaan suora, josta voidaan ratkaista R_c . Jos lisäksi mitataan "päätosvastus" R_{end} , niin saadaan ominaiskontaktivastus r_c , joka on kontaktin mitoista riippumaton suure. R_{end} ottaa TLM-kuviossa tapahtuvan virran ahtautumisen huomioon ja se saadaan virtakontaktin ulkoreunan jännitteen ja johtavassa kerroksessa kulkevan virran suhteesta [32]. Taulukossa 6.5 on kaikista kolmesta näytteestä mitatut kontaktivastukset sekä ominaiskontaktivastukset. Arvot ovat "tarpeeksi" hyviä, ja kertovat ohmisen kontaktoinnin onnistumisesta [33]. Näytteessä ASA-394 on suurimmat kontaktivastuksien arvot, mutta tämä johtunee johdotusmetalloinnin epäonnistumisesta.



Kuva 6.8: $g_m - V_{gs}$ -käyrät.

Taulukko 6.5: Transistorinäytteiden kontaktivastusmittaukset.

Näyte	Kontaktivastus R_c Ωmm	Ominaiskontaktivastus r_c $\cdot 10^{-6} \Omega\text{cm}^2$
ASA-391	0,292	2,320
ASA-393	0,383	2,610
ASA-394	1,033	4,973

6.3 Liikkuvuus

Transistorirakenteista mitattiin liikkuvuus ja varauksenkuljettajien pintakonsentraatio perinteisellä Hall-mittauksella. Maskeissa on van der Pauw -kuvio, joka on käytetyimpiä menetelmiä Hall-liikkuvuuden mittaamisessa. Van der Pauw -kuvioista saadaan neliö-vastus, joka yhdessä Hall-jännitteen kanssa antaa Hall-liikkuvuuden. Liikkuvuuden avulla voidaan ratkaista elektronien pintakonsentraatio. MODFET-rakenteissa liikkuvuuden arvoon vaikuttaa myös seostettu AlGaAs-kerros, eikä mitatut arvot ole pelkästään 2-dimensionaalisen elektronikaasun liikkuvuuksien arvoja. Alhaisemmissa lämpötiloissa 2-dimensionaalisen elektronikaasun liikkuvuuden arvon pitäisi kuitenkin domi-

noida. Taulukossa 6.6 on näytteestä ASA-391 mitatut liikkuvuuden arvot huoneen ja nestetypen lämpötiloissa. Liikkuvuudet mitattiin vain yhdestä näytteestä, koska näytteen ASA-393 liikkuvuuden arvot tuskin poikkeavat näistä DC-mittausten perusteella. Näytteestä ASA-394 ei voinut mitata liikkuvuuksia johdotusmetalloinnin epäonnistumisen takia. Bondauslanka ei kiinnittynyt johdotusmetallointiin.

Taulukko 6.6: InGaAs-transistorin mitattu liikkuvuus ja pintakonsentraatio.

Lämpötila K	Liikkuvuus cm^2/Vs	Pintakonsentraatio $1/\text{cm}^2$
293	4078	$3,99 \cdot 10^{12}$
77	17 362	$2,07 \cdot 10^{12}$

Arvot ovat verraten huonoja. Ne ovat pienempiä kuin laboratoriossa aikaisemmin saadut liikkuvuudet MODFET-rakenteissa, joiden kanava oli GaAs:a. Syynä tähän lie-
nee se, ettei AlGaAs-kerros tyhjenny varauksenkuljettajista, ja virta kulkee osittain AlGaAs-kerroksessa. Lisäksi AlGaAs/InGaAs-rajapinta lie-
nee huonohko. Näitä ar-

vioita tukee se, että testipalalta ASA-392 mitatut liikkuvuudet olivat vielä pienempiä, luokkaa $1200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ huoneenlämpötilassa. Tälle näytepalalle tehtiin indiumkontaktit, jotka ovat osoittautuneet varsin luotettaviksi Hall-mittauksissa. Kirjallisuudessa esitetyt arvot vastaavista rakenteista mitatuille liikkuvuuksille ovat suurempia, liikkuvuuden arvo on tyypillisesti $6500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, kun $T = 300 \text{ K}$ ja $20\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, kun $T = 77 \text{ K}$. Pintakonsentraatio on kuitenkin korkea, samaa luokkaa kuin kirjallisuudessa eli $2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ [34], [35].

6.4 Transistorien ominaiskäyrien simulointi

Transistorien ominaiskäyrät sovitettiin Aplac-ohjelmalla empiirisellä mallilla [36], [37]. Tässä ohjelmassa MODFET:n mitatut $I_{ds} - V_{ds}$ -käyrät voidaan sovittaa fysikaalisten parametrien sekä kahden sovitusparametrin avulla. Empiirisessä mallissa erotetaan lineaarinen ja kyllästysalue. Varaus riippuu käännepisteeseen V_{f2} saakka lineaarisesti hilajännitteestä V_{gs} yhtälöiden

$$n_s(V_{gs}) = S(V_{gs} - V_{th}) + n_{sT} \text{ kun } V_{gs} \leq V_{f2} \quad (6.2)$$

$$n_s(V_{gs}) = n_{s0} + (r_2 - 1)n_{s0} \exp[-k(V_{gs} - V_{f2})] \text{ kun } V_{gs} \geq V_{f2}, \quad (6.3)$$

mukaisesti, missä n_{sT} on kynnysvaraustiheys, n_{s0} on kyllästynyt varaustiheys, sovitusparametri r_2 antaa lineaarisen alueen päättymispisteen ja vakio k saadaan yhtälöstä

$$k = \frac{S}{(1 - r_2)n_{s0}}. \quad (6.4)$$

Yhtälössä (6.4) ja (6.2) oleva lineaarisen alueen kulmakerroin S saadaan merkitsemällä yhtälön (4.2) antamaa varaustiheyttä $r_1 n_{s0}$:lla ja merkitsemällä tämä yhtäsuureksi yhtälön (6.2) kanssa

$$S = \frac{\epsilon_2}{q(d_d + d_i + \Delta d)} \left(1 - \frac{n_{sT}}{r_1 n_{s0}}\right). \quad (6.5)$$

Kyllästyneelle varaustiheydelle n_{s0} ja kynnysvaraustiheydelle n_{sT} on johdettu empiiriset kaavat liitteissä [29] ja [37].

Laboratoriossa aikaisemmin tehtyjen transistorien ominaiskäyriä on sovitettu menestyksekkäästi [29] tällä Aplac-ohjelmalla, kun optimoitavina parametreina olivat sovitusparametrit r_1 ja r_2 , lähde- ja nieluvastukset r_s ja r_d , kanavavastus r_{ds} , liikkuvuus μ sekä hilaanpituus L . InGaAs-transistorien virta-jännite-ominaiskäyrät eivät kuitenkaan

sovittuneet näiden parametrien avulla. Koska transistorien virran arvot olivat niin pieniä, ohjelmassa oleva virran lineaarisen alueen ehto ei koskaan toteudu, ellei lähdevastus r_s ole kilo-ohmien luokkaa. Näissä simulointituloksissa elektronien liikkuvuus meni pieneksi, ollen $1000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

Ongelma ratkesi osittain, kun optimoitavaksi parametriksi otettiin lisäksi pintakonsentraatio n_{s0} ja seostustiheys N_D . Kuvassa 6.9 on näytteestä ASA-393 mitatun transistorin mitattu ja toisen simuloinnin tuloksena saatu ominaiskäyrä. Kuvasta näkyy, että sovitukset on edelleen huonohko, erityisesti lineaarisella alueella. Tämä johtunee osittain, ettei mallissa ole otettu huomioon suurta vuotovirtaa positiivisilla hilajännitteiden arvoilla [29].

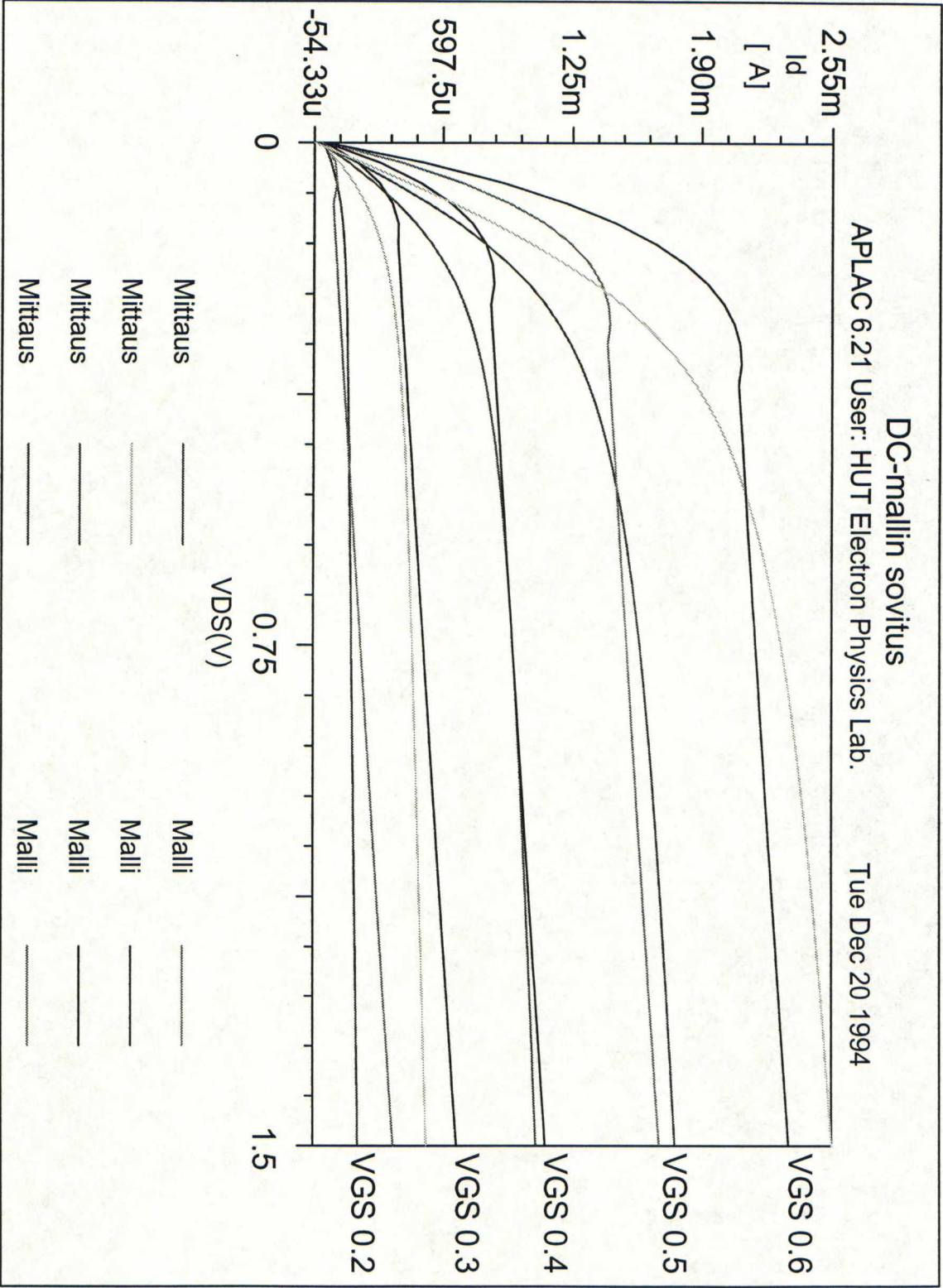
Taulukossa 6.7 on DC-mallin parametrit, joista siis r_1 , r_2 , r_{ds} , r_s , r_d , n_{s0} , N_D , L ja μ olivat optimoitavia parametrejä. Schottky-vallin korkeus ϕ_b on AlGaAs:n 0,9 V, johtavuusvyön epäjatkuvuus $\Delta\mathcal{E}_c$ on saatu summaamalla AlGaAs:n ja GaAs:n sekä GaAs:n ja InGaAs:n epäjatkuvuudet. Nämä on saatu yhtälöstä (3.8) ja käyttämällä AlGaAs/GaAs-rajapinnan epäjatkuvuudelle kaavaa $\Delta\mathcal{E}_c = 0,83x$, missä x on alumiinin mooliosuus. Elektronikaasun painopisteen arvona on käytetty samaa kuin AlGaAs/GaAs-transistoreille [29]. Lisäksi elektronien nopeuden arvo on sama kuin GaAs:ssa [38].

Taulukko 6.7: Näytteestä ASA-393 mitatun transistorin DC-mallin parametrit.

Sovitusparametri	r_1	0,840
Käännepesteparametri	r_2	0,950
Ulostuloresistanssi	r_{ds}	4,539 k Ω
Lähdevastus	r_s	1,002 Ω
Nieluvastus	r_d	3,352 Ω
Kyllästynyt elektronikonsentraatio	n_{s0}	$2,355 \cdot 10^{12} \text{ 1/cm}^2$
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ seostustiheys	N_D	$0,302 \cdot 10^{18} \text{ 1/cm}^3$
Schottky-vallin korkeus	ϕ_B	0,9 eV
Energiavyön epäjatkuvuus	$\Delta\mathcal{E}_c$	0,333 eV
Seostetun $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$:n paksuus	d_d	400 Å
Elektronikaasun painopiste	Δd	120 Å
Liikkuvuus	μ	9393 cm^2/Vs
Hilan pituus	L	1,699 μm
Elektronien saturaationopeus	v_s	$2 \cdot 10^5 \text{ m/s}$

Liikkuvuuden arvo on epäfysikaalisen suuri, eikä vastaa näytteistä mitattuja liikkuvuuden arvoja. Seostustiheyden arvo pieneni noin viidenneksen alkuarvostaan, joka oli aiottu seostustiheys. Tämä tulos on yhdenmukainen mitattujen, positiivisten kynnysjännitteiden arvojen kanssa. Hilan pituus on suurehko, eikä vastanne todellisuutta.

Laboratoriossa aikaisemmin mitatut kohdistusvirheet ovat luokkaa $0,5\ \mu\text{m}$. Pintakonsentraatio ei muuttunut paljon. Kanavavastuksen arvo on suuri, muttei ehkä tarpeeksi suuri. Lähde- ja nieluvastuksien arvot ovat liian pieniä.



Kuva 6.9: Näytteen ASA-393 transistorin mitattu ja simuloitu ominaiskäyrä

7 Yhteenveto

Laboratoriolla on pitkät perinteet MODFET-transistorien valmistuksessa. Tässä diplomityössä jatkettiin tätä perinnettä valmistamalla transistoreja, joissa käytettiin pseudomorfasta InGaAs-kerrosta kanavan materiaalina.

Transistorien toiminnan kannalta tärkeintä on pseudomorfisen kerroksen laatu. Laatuun olennaisesti vaikuttaa kerroksen paksuus, joka ei pitäisi olla suurempi kuin kriittinen paksuus. Kriittisen paksuuden arvioimiseen on kehitetty erilaisia teorioita. Näiden avulla voidaan ennustaa kriittinen paksuus indiumin mooliosuuden funktiona. Tämän avulla voidaan optimoida transistorin kanavan koostumusta ja rakennetta. Kriittistä paksuutta on myös mitattu kokeellisesti. Nämä arvot eroavat suuresti teoreettisista arvoista. Kriittisen paksuuden arvoon voidaan vaikuttaa matalalla kasvatuslämpötilalla, jonka optimaalinen arvo täytyy tutkia laitekohtaisesti.

Pseudomorfisten kerrosten laatua tutkittiin ja karakterisoitiin kvanttikaivorakenteilla. Tämä tehtiin optisilla mittauksilla. Fotoluminesenssi- ja fotoreflektanssimittaukset ovat tärkeitä puolijohdeiden laadun tarkastamisessa. Pseudomorfiseen kerrokseen mahdollisesti muodostuneet dislokaatiot huonontavat materiaalin laatua ja kvanttikaivorakenteissa ne mm. levantävät kaivon energiatilasta johtuvaa piikkiä. Kvanttikaivojen energiatiloille saadaan arvot näiden mittauksien signaaleista. Näitä mitattuja arvoja voidaan verrata teoreettisiin arvoihin. Energian arvosta voidaan päätellä InGaAs:n kielletyn energiavälin suuruus. Tälle on määritelty kokeellinen yhtälö indiumin mooliosuuden funktiona. Mittaukset antavat siis tietoa indiumin mooliosuudesta ja sitä kautta myös InGaAs:n kerroksen paksuudesta. Indiumin vuo saatiinkin tarkistettua fotoreflektanssimittauksen avulla.

Toinen kriittinen tekijä transistorien toiminnan kannalta on Schottky-liitos. Tätä tutkittiin erikseen valmistamalla Schottky-diodeja. Schottky-liitos valmistettiin erilaisiin puolijohdepintoihin, jotka vastasivat MODFET-transistorien hilarakennetta. Diodit tehtiin voimakkaasti seostettuun AlGaAs-kerrokseen siten, että alumiinin mooliosuus vaihteli. Myös ohminen kontakti tehtiin erilaisiin kerroksiin. Vuotovirta kaikissa diodeissa oli suuri. Merkittäviä eroja diodien toiminnassa ei havaittu.

InGaAs-transistorirakenteita valmistettiin kolme kappaletta. Rakenteet eivät eronneet toisistaan paljoa. Cap-kerroksen paksuus oli sama kaikissa transistoreissa kuten myös sen seostus. Samoin AlGaAs-kerrokset olivat yhtä paksuja ja niiden seostus oli sama. Yksi rakenne oli "perinteinen" AlGaAs/GaAs-transistori, jossa kanava oli GaAs:a. Tämä rakenne antoi vertailupohjan InGaAs-kanavan hyödyistä. Transistorien prosessointi noudatti perinteisten AlGaAs/GaAs-transistorien prosessointia. Ainoa uusi asia oli InGaAs:n etsaaminen, mikä kuitenkin onnistui hyvin AlGaAs:n etsaamiseen kehitetyillä tavoilla.

InGaAs-kanavan käyttö ei tuottanut toivottuja parannuksia transistorien toimintaan. Transistorien toiminta ei oleellisesti eronnut laboratoriossa aikaisemmin valmistetuista AlGaAs/GaAs-transistoreista. Merkittävin ero oli, että virta oli huomattavasti pienempi kuin samaan aikaan prosessoiduissa AlGaAs/GaAs-transistoreissa. Mahdollisia tekijöitä, jotka vaikuttavat transistorien toimintaan huonontavasti, on monia. Luultavasti jännitys InGaAs-kaivossa on purkautunut osittain dislokaatioiden kautta. Seostus on voinut olla aiottua pienempi. Tämä on simuloitujen tulosten mukaista.

InGaAs-materiaalille pitäisi tehdä enemmän perustutkimusta. Olisi hyvä mitata InGaAs:n liikkuvuutta enemmän, esimerkiksi bulk-näytteiden avulla. Lisäksi transistoreissa kanava olisi voinut olla ohuempi. Näin olisi varmistettu kerroksen hyvä laatu.

Viitteet

- [1] T. P. Pearsall, editor. *Strained-Layer Superlattices: Materials Science and Technology*, volume 33 of *Semiconductors and Semimetals*. Academic Press, 1991.
- [2] Yao Ji-Yong. *Transmission Electron Microscopy of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ strained-layer Structures*. PhD thesis, Chalmers Tekniska Högskola, Göteborg, Sweden, 1990.
- [3] H. Morkoc, B. Sverdlov, G.B. Gao. Strained layer heterostructures, and their applications to MODFET's, HBT's, and lasers. *Proceedings of the IEEE*, 81(4):s. 493–556, 1993.
- [4] E. Pennla. *Lujuusopin perusteet*. Otakustantamo, 1974.
- [5] J.H. van der Merwe. Crystal Interfaces. Part I. Semi-Infinite Crystals. *Journal of Applied Physics*, 44(1):s. 117–122, 1963.
- [6] J.H. van der Merwe. Crystal Interfaces. Part II. Finite Overgrowths. *Journal of Applied Physics*, 34(1):s. 123–127, 1963.
- [7] R. People, J.C.Bean. Calculation of critical layer thickness versus lattice mismatch for $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ strained-layer heterostructures. *Applied Physics Letters*, 47(3):s. 322 – 324, 1985.
- [8] J.W. Matthews, L.E. Blakeslee. Defects in epitaxial multilayers. *Journal of Crystal Growth*, 27:s. 118–125, 1974.
- [9] W.A. Jesser, J.W. Matthews. Evidence for pseudomorphic growth of iron on copper. *Phil.Mag.*, 15:s. 1097 – 1106, 1967.
- [10] B.W. Dodson, J.Y. Tsao. Relaxation of strained-layer semiconductor structures via plastic flow. *Applied Physics Letters*, 51(17):s. 1325–1327, 1987.
- [11] J.Y. Tsao, B.W. Dodson. Excess stress and the stability of strained heterostructures. *Applied Physics Letters*, 53(10):s. 848–850, 1988.
- [12] B. Elman, S.E. Koteles, P. Melman, K. Ostreicher, C. Sung. Low substrate temperature molecular beam epitaxy growth and the critical thickness of InGaAs grown on GaAs . *Journal of Applied Physics*, 70(5):s. 2634–2640, 1991.
- [13] M.J. Ekenstedt, S.M. Wang, T.G. Andersson. Temperature-dependent critical layer thickness for $\text{In}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{As}/\text{GaAs}$ single quantum wells. *Applied Physics Letters*, 58(8):s. 854 – 855, 1991.

- [14] D.J. Dunstan, A.R. Adams. Conference on the physics and technology of semiconductor devices and integrated circuits (spie). In *strain in semiconductor structures and devices*, volume 1523, pages s. 487–506. McGraw Hill, 1992.
- [15] G. Ji, D. Huang, U.K. Reddy, T.S. Henderson. Optical investigation of highly strained InGaAs-GaAs multiple quantum wells. *Journal of Applied Physics*, 62(8):s. 366–3373, 1987.
- [16] F.H. Pollak, M. Cardona. Piezo-Electroreflectance in Ge, GaAs, and Si. *Physical Review*, 172(3):s. 816–837, 1968.
- [17] K. Hjelt. Ohuiden heterorakenteiden optiset ominaisuudet II. Optoelektroniikan lisensiaattikurssi, seminaariesitelmä, Teknillinen korkeakoulu, 1993.
- [18] J. Zou, B.F. Usher, D.J.H. Cockayne, R. Glaisher. Critical thickness determination of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}/(\text{GaAs}$ strained layer system by transmission electron microscopy. *Journal of Electron Materials*, 20(10):s. 855–859, 1991.
- [19] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 1981.
- [20] T.G. Andersson, Z.G. Chen, V.D. Kulakovskii, A. Uddin , J.T. Vallin. Photoluminescence and photoconductivity measurements on band-edge offsets in strained molecular-beam-epitaxy-grown $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}$ -GaAs quantum wells. *Physical Review B*, 37(15):s. 4032–4038, 1988.
- [21] C. Bosio, J.L. Staehli. Direct-energy-gap dependence on Al concentration in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. *Physical Review B*, 38(5):s. 3263 – 3269, 1988.
- [22] Airaksinen Veli-Matti. Yksityinen keskustelu. Otaniemi 1994.
- [23] S.Niki, L. Lin, W.S.C. Chang, H.H. Wieder. Band-edge discontinues of strained-layer $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}$ -GaAs heterojunctions and quantum wells. *Applied Physics Letters*, 55(13):s. 1339–1341, 1989.
- [24] L.D. Nguyen, L.E Larson, U.K. Mishra. Ultra-high speed Modulation-Doped Field-Effect Transistors: A Tutorial Review. *Prodeedings of the IEEE*, 80(4):s. 494–518, 1992.
- [25] S. Adachi. GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and device applications. *Journal of Applied Physics*, 58(3):s. R1–R29, 1985.
- [26] H. Shen, S.H. Pan, Z. Hang, L. Jing, F.H. Pollak. Photorefectance of GaAs and $\text{Ga}_{0.82}\text{Al}_{0.18}\text{As}$ at elevated temperature up to 600°C. *Applied Physics Letters*, 53(12):s. 1080–1082, 1988.

- [27] G.-I. Ng, D. Pavlidis, M. Jaffe, J. Singh, H.-F. Chau. Design and experimental characteristics of strained $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \geq 0,53$) HEMT's. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 36(10):s. 2249–2258, 1989.
- [28] F. Ali, A. Gupta. *HEMTs and HBTs: Devices, Fabrication, and Circuits*. Artech House, 1991.
- [29] E. Sirén. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -HEMT:n valmistus ja karakterisointi. Lisensiaattityö, Teknillinen korkeakoulu, Elektronifysiikan laboratorio, 1994.
- [30] M. Tong, D.G. Balleger, A. Ketterson, E.J. Roan, K.Y. Cheng. A comparative study of wet and dry selective etching processes for GaAs/AlGaAs/InGaAs pseudomorphic MODFETs. *Journal of Electronic Materials*, 21(1):s. 9–15, 1992.
- [31] J.-P. Sairanen. Diodin ominaisarvojen laskeminen. Puolijohdetekniikan laboratoriotyöt, erikoistyöosuus, Elektronifysiikan laboratorio, 1993.
- [32] D.K. Schroder. *Semiconductor Material and Device Characterization*. John Wiley & Sons, Inc., 1990.
- [33] A.A. Ketterson, W.T. Masselink, J.S. Gedymin, J. Klem, C.H. Peng, W. F. Kopp, H. Morkoc, K.R. Gleason. Characterization of InGaAs/AlGaAs Pseudomorphic Modulation-Doped Field-Effect Transistors. *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED-33(5):s. 564–570, 1986.
- [34] L.D. Nguyen, P.J. Tasker, D.C. Radulescu, L.F. Eastman. Characterization of ultra high-speed pseudomorphic AlGaAs/InGaAs (on GaAs) MODFET's. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 36(10):s. 2243–2247, 1989.
- [35] P. Saunier, H.Q. Tserng. AlGaAs/InGaAs heterostructures with doped channels for discrete devices and monolithic amplifiers. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 36(10):s. 2231–2234, 1989.
- [36] H. Kimppa. Aplac-simulaattorihjelman käyttö MODFET-transistorin DC-mallituksessa. Puolijohdetekniikan laboratoriotyöt, erikoistyöosuus, Elektronifysiikan laboratorio, 1993.
- [37] I. M. Abdel-Motaleb, T.-L. Syu. An analytical charge control model for AlGaAs modulation-doped field effect transistors. *Journal of Applied Physics*, 67(6):s. 3141–3147, 1990.
- [38] T.S. Henderson, W.T. Masselink, W. Kopp, H. Morkoc. Determination of carrier saturation velocity in high performance $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ modulation-doped field-effect. *IEEE Electron Device Letters*, EDL-7(5):s. 288–290, 1986.